



# Fabrication et caractérisation de fibres optiques en silice dopées au thulium : Influence de l'environnement des terres rares sur l'amplification dans la bande S

Basile Faure

## ► To cite this version:

Basile Faure. Fabrication et caractérisation de fibres optiques en silice dopées au thulium : Influence de l'environnement des terres rares sur l'amplification dans la bande S. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Nice Sophia Antipolis, 2005. Français. NNT : . tel-00011556

**HAL Id: tel-00011556**

**<https://theses.hal.science/tel-00011556>**

Submitted on 7 Feb 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**THÈSE**  
présentée à  
**L'UNIVERSITÉ DE NICE–SOPHIA ANTIPOLIS**  
École Doctorale : Sciences Fondamentales et Appliquées

pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR EN SCIENCES**  
spécialité : **PHYSIQUE**

par  
**Basile FAURE**

**FABRICATION ET CARACTÉRISATION DE FIBRES OPTIQUES EN SILICE  
DOPÉES AU THULIUM : INFLUENCE DE L'ENVIRONNEMENT DES  
TERRES RARES SUR L'AMPLIFICATION DANS LA BANDE S**

Soutenue le 24 novembre 2005 devant la commission composée de :

Pascal Baldi	Professeur, Université de Nice	<i>Président</i>
Bernard Jacquier	Directeur de recherche, CNRS (Lyon)	<i>Rapporteur</i>
Dominique Pagnoux	Chargé de recherche, CNRS (Limoges)	<i>Rapporteur</i>
Gérard Monnom	Directeur de recherche, CNRS (Nice)	<i>Directeur</i>
Denis Barbier	Docteur, Teem Photonics (Grenoble)	
Bernard Dussardier	Chargé de recherche, CNRS (Nice)	
Wilfried Blanc	Chargé de recherche, CNRS (Nice)	<i>Invité</i>

*à 12h00 au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée*





**THÈSE**  
présentée à  
**L'UNIVERSITÉ DE NICE–SOPHIA ANTIPOLIS**  
École Doctorale : Sciences Fondamentales et Appliquées

pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR EN SCIENCES**  
dans la spécialité : **PHYSIQUE**

par  
**Basile FAURE**

**FABRICATION ET CARACTÉRISATION DE FIBRES OPTIQUES EN SILICE  
DOPÉES AU THULIUM : INFLUENCE DE L'ENVIRONNEMENT DES  
TERRES RARES SUR L'AMPLIFICATION DANS LA BANDE S**

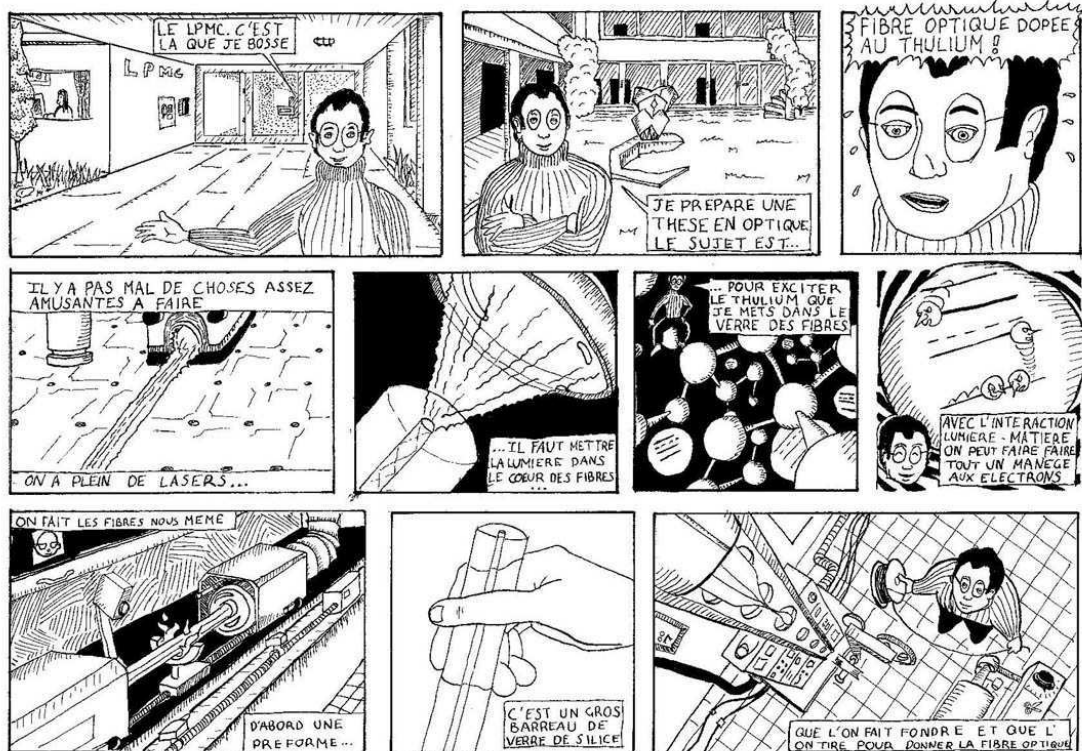
Soutenue le 24 novembre 2005 devant la commission composée de :

Pascal Baldi	Professeur, Université de Nice	<i>Président</i>
Bernard Jacquier	Directeur de recherche, CNRS (Lyon)	<i>Rapporteur</i>
Dominique Pagnoux	Chargé de recherche, CNRS (Limoges)	<i>Rapporteur</i>
Gérard Monnom	Directeur de recherche, CNRS (Nice)	<i>Directeur</i>
Denis Barbier	Docteur, Teem Photonics (Grenoble)	
Bernard Dussardier	Chargé de recherche, CNRS (Nice)	
Wilfried Blanc	Chargé de recherche, CNRS (Nice)	<i>Invité</i>

*à 12h00 au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée*



*In fiber optic illusion  
 The flickering eyes  
 By flourescent lights  
 Supplicate before machines,  
 Self-reflecting  
 The legend of modernity :  
 The phosphenes explode  
 God's eternal strobe  
 Through the holy filament,  
 Graven image  
 The holy filament  
 Mr Bungle*





# Remerciements

En tout premier lieu, je souhaite remercier l'ensemble des personnels du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée pour leur accueil chaleureux.

J'exprime mes remerciements à Monsieur Pascal BALDI, professeur à l'UNSA pour l'honneur qu'il me fait en présidant mon jury. Je remercie également Messieurs Bernard JACQUIER et Dominique PAGNOUX, respectivement directeur de recherche au LPCML de Lyon et chargé de recherche à l'IRCOM de Limoges d'avoir bien voulu juger cette thèse en acceptant la charge de rapporteurs. Merci également à Denis Barbier, directeur de *Teem Photonics* à Grenoble d'avoir participé au jury en apportant un point de vue industriel sur mon travail. Mes remerciements s'adressent ensuite à mon directeur de thèse, Monsieur Gérard MONNOM et à ceux qui m'ont également encadré et qui m'ont énormément aidé pendant ces trois ans, Monsieur Bernard DUSSARDIER (BD super héros) qui m'a fait confiance et m'a offert ce projet passionnant et Monsieur Wilfried BLANC. J'adresse un remerciement spécial à ce dernier pour avoir assisté à toutes les répétitions de la soutenance et participé à toutes les corrections du manuscrit, jusqu'à l'ultime.

Je tiens à remercier également les autres membres de la "thulium dream team", Monsieur Greg BAXTER professeur à l'OTRL de Melbourne, qui a été en grande partie à l'origine de ma décision de mener cette thèse, mes amis, Messieurs Pavel PETERKA (IREE) et David SIMPSON (OTRL) qui étaient tout deux à mes côtés il y a trois ans et qui ont depuis regagné leur pays plus ou moins lointains. Je remercie Monsieur Ivan Kašík pour s'être occupé de moi à Prague. Et bien sur, je n'oublie pas Monsieur Fabrice Ubaldi pour son aide hors norme dans la fabrication des préformes hors norme. Merci à Gillou aussi qui m'a tracé le chemin.

Je remercie Monsieur Fabrice Mortessagne, qui a été mon parrain au LPMC et qui s'est acquitté de son rôle avec sa rigueur légendaire (Merci pour les repets difficiles).

Je remercie chaleureusement Messieurs André AUDOLY et Christophe



PITIOT, mécaniciens à l'atelier du LPMC pour leur savoir-faire et leur bonne humeur. Merci également à Madame Catherine LAYE et à Monsieur Bernard GAY-PARA pour leur gentillesse et tous les services qu'ils m'ont rendus (Si vous voulez profiter de cours *photoshop* gratuits dépêchez vous d'aller le voir avant qu'il en fasse un business).

Merci également à tous ceux que j'ai côtoyé durant ces trois ans et qui m'ont permis de me sentir très vite chez moi au laboratoire :

Je pense en particulier à Bab "le compagnon de bureau idéal", plein de zik du tm du tms du hl2... et toujours l'esprit *2.9 power*, Yeah ! Laurent, c'est grâce à toi si je me suis si vite intégré ici, je te remercie pour tout ce que tu m'as apporté et je vous souhaite plein de bonheur avec Béa. Cyrille, (special merci pour ton anniv) et Mickaël pour toutes les discussions bien profondes et toujours stimulantes que l'on a pu échanger autour d'un verre. Merci à Sorin et Pierre qui on su me supporter dans leur bureau pendant la dernière année (Pas facile tous les jours hein ?). Laëtitia, tu as redonné un vent de fraîcheur à la pause déjeuné, même si on n'a plus pu retourner au brunch à cause de toi... Finis bien ta thèse, on pensera à toi. Le Jé, Greg, Tanz (merci pour la préparation de la soutenance!), Oliver, Pierre de, Valérie, Pierre, Barth, Nicolas, Nadir, David, Davide et bien sur \*C'line\*, la meilleure chose qui me soit arrivée, la meilleure des chéries, qui va me faire oublier le froid grenoblois. Et parce que le vendredi était un jour particulier pour tous les sportifs du LPMC je salue tous les joueurs de foot

je fais un clin d'oeil à tous ceux qui ont contribué à mon bien être pendant ces quatre années : Franck et les comédiens en herbe, mais non moins talentueux, de l'atelier théâtre de Valrose, les potos qui se reconnaîtrons, et JR.

Et bien sur, je remercie mes parents, ma famille pour leur soutien, sans eux rien de tout ça n'aurait été possible.

# Table des matières

<b>INTRODUCTION GÉNÉRALE</b>	<b>11</b>
<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 Généralités, état de l'art et motivations</b>	<b>15</b>
1.1 Contexte . . . . .	17
1.1.1 Historique des télécommunications . . . . .	17
1.1.2 Accroissement des besoins . . . . .	23
1.2 Choix de l'amplificateur . . . . .	25
1.2.1 Les solutions pour la bande S . . . . .	25
1.2.2 TDFA dans un verre de silice . . . . .	45
1.3 Conclusion du chapitre 1 . . . . .	61
<b>2 Augmentation de la durée de vie</b>	<b>63</b>
2.1 Méthodes de fabrication et de caractérisation . . . . .	65
2.1.1 Fabrication . . . . .	65
2.1.2 Caractérisation de la composition du cœur . . . . .	69
2.1.3 Durée de vie du niveau $^3H_4$ . . . . .	72
2.2 Réalisation et caractérisation des fibres . . . . .	77
2.2.1 Cœur dopé au germanium . . . . .	77
2.2.2 Cœur dopé à l'antimoine . . . . .	80
2.2.3 Cœur dopé au phosphore . . . . .	82
2.2.4 Cœur dopé à l'aluminium . . . . .	83
2.2.5 Résumé des caractéristiques des fibres étudiées . . . . .	91
2.3 Réduction des désexcitations non-radiatives . . . . .	92
2.3.1 Modification du champ cristallin . . . . .	92
2.3.2 Taux de désexcitations non-radiatives . . . . .	96
2.3.3 Environnement local . . . . .	98
2.4 Conclusion du Chapitre 2 . . . . .	101

<b>3</b>	<b>Amplification optique du TDFA</b>	<b>103</b>
3.1	Modélisation du TDFA . . . . .	105
3.1.1	Propagation des ondes dans l'amplificateur . . . . .	106
3.1.2	Equations de population des niveaux atomiques . . . . .	109
3.1.3	Résolution numérique . . . . .	110
3.1.4	Paramètres du modèle . . . . .	110
3.1.5	Validité et critique du modèle . . . . .	114
3.1.6	Etude des paramètres pertinents pour le gain . . . . .	114
3.2	Réalisation de la fibre amplificatrice . . . . .	119
3.2.1	Amélioration de l'ouverture numérique . . . . .	119
3.2.2	Taille du cœur . . . . .	121
3.2.3	Caractéristiques de la fibre amplificatrice . . . . .	121
3.3	Montage expérimental de l'amplificateur . . . . .	125
3.3.1	Mesure de l'ASE . . . . .	126
3.3.2	Mesures de gain . . . . .	129
3.3.3	Gain net . . . . .	132
3.3.4	Comparaison avec les simulations numériques . . . . .	133
3.4	Conclusion du chapitre 3 . . . . .	138
	<b>CONCLUSION GÉNÉRALE</b>	<b>139</b>
	<b>ANNEXES</b>	<b>143</b>
<b>A</b>	<b>Etirage et manchonnage</b>	<b>145</b>
A.1	Principe . . . . .	145
A.1.1	Préforme initiale . . . . .	145
A.1.2	Principe de la méthode . . . . .	145
A.2	Etirage . . . . .	146
A.3	Manchonnage . . . . .	148
<b>B</b>	<b>Liste des acronymes utilisés</b>	<b>151</b>
<b>C</b>	<b>Liste des symboles utilisés</b>	<b>153</b>
<b>D</b>	<b>Correspondance des noms des échantillons</b>	<b>155</b>
	<b>Références</b>	<b>156</b>

# Introduction générale

Les télécommunications par fibre optique ont changé notre représentation du monde. Jamais l'humanité ne s'était affranchie des distances planétaires qui séparent les hommes comme elle est capable de le faire aujourd'hui, en permettant d'échanger instantanément du savoir de part et d'autre du globe. L'essentiel des flux d'information circule sous forme de signaux lumineux dans des fibres optiques reliant les continents. Il a fallu des décennies pour que la maturation des découvertes scientifiques fondamentales permette l'avènement des télécommunications optiques et leur utilisation par un large public. Les domaines scientifiques concernés par les télécommunications optiques sont nombreux : l'électromagnétisme et l'optique qui décrivent la propagation des ondes ; les guides d'onde et particulièrement les fibres optiques qui permettent de transporter un rayonnement lumineux sur des centaines de kilomètres ; la physique de la matière condensée et des verres qui constituent le milieu de propagation de la lumière dans les fibres optiques ; la physique quantique qui permet de comprendre le fonctionnement des atomes et de leurs niveaux énergétiques, ce sont les domaines qui ont permis la réalisation des amplificateurs à fibre optique dopée aux terres rares (AFODTR). Ces amplificateurs sont des composants clefs des réseaux de télécommunication par fibres optiques. Ils sont utilisés pour ré-amplifier le signal optique qui peut alors parcourir des distances transocéaniques. Le véritable essor des télécommunications optiques a été permis par la mise au point et l'installation des amplificateurs à fibre optique dopée erbium (EDFA) à la fin des années 80. Dans ce mémoire, nous allons nous pencher sur ces composants essentiels que sont les amplificateurs optiques.

L'augmentation des débits n'a pas cessé depuis l'invention des télécommunications et se poursuit aujourd'hui sur les réseaux de lignes optiques. La principale motivation du passage de l'amplificateur électronique à l'amplificateur optique était d'ailleurs d'augmenter les débits d'information des lignes optiques. Bien que l'évolution de la croissance des besoins en transfert d'information soit difficile à prévoir, il est probable que les réseaux actuels soient

saturés d'ici une décennie. Il est important de proposer dès maintenant une nouvelle solution pour répondre au besoin croissant d'augmentation des débits transportables par les fibres. La meilleure solution consiste à augmenter la bande passante utilisée pour le multiplexage en longueur d'onde (*Wavelength Division Multiplexing* WDM) des signaux. Pour cela, il est nécessaire de trouver un nouveau type d'amplificateur qui permette l'amplification sur une autre gamme de longueurs d'ondes que les EDFAs actuellement installés, fonctionnant sur la bande C (autour de  $1550\text{ nm}$ ). Ce mémoire s'intéresse à la solution prometteuse des fibres optiques dopées au thulium, qui permettent de régénérer les signaux optiques dans la bande S (autour de  $1470\text{ nm}$ ), dans la zone d'atténuation faible des fibres optiques standard en silice.

Le thulium, qui est utilisé comme élément actif dans les fibres optiques, possède une bande d'émission large centrée sur  $1470\text{ nm}$ , sur laquelle l'amplification optique est permise. Cependant la configuration des niveaux électroniques de cette terre rare ne permet une amplification efficace que dans des verres à faible énergie de phonon. Pour cette raison, la viabilité de ce type d'amplificateur a jusqu'à maintenant été démontrée dans des verres à faible énergie vibrationnelle tel que les verres fluorés et pas dans la silice pour laquelle cette énergie est importante (2 fois celle du verre fluoré). Il est néanmoins essentiel de disposer d'un amplificateur composé d'un verre proche de la silice des fibres de propagation des lignes optiques pour limiter les pertes aux connections et la fiabilité de celles-ci.

Avant de disposer d'un composant opérationnel, il est nécessaire de mener une étude de fond sur le matériau des fibre optique en silice dopées au thulium, comme cela a été le cas pour l'EDFA. L'idée de cette thèse est de contrôler et d'améliorer les propriétés spectroscopiques du thulium, en particulier l'amplification, en contrôlant l'environnement de cet élément dans le verre de silice. L'application de cette étude fondamentale est donc la réalisation d'un amplificateur pour les télécommunications optiques, mais elle peut également être bénéfique pour la réalisation de nouveaux types de laser à fibre.

La solution étudiée dans ce mémoire consiste à changer légèrement la composition de la silice du cœur de la fibre, de manière à modifier l'environnement des ions de thulium dans la fibre. On peut ainsi conserver les avantages d'une fibre dont la composition est proche des fibres en silice standard et réduire l'énergie de phonon perçue par la terre rare, améliorant ainsi l'efficacité de l'amplification. Nous verrons ainsi qu'un apport de  $17\% \text{ mol}$  d'aluminium dans le cœur des fibres en silice permet de multiplier par 4 l'ef-

ficacité de l'amplification grâce à l'allongement du temps de vie du niveau  $^3H_4$  du thulium.

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe Fibres Optiques Actives du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée. Dans le contexte riche des télécommunications optiques et des autres champs d'applications des FODTR, le Laboratoire de Physique de la Matière Condensée s'est doté d'un Centre de Fabrication de Préformes pour fibres optiques "hors norme" à base de silice. Depuis sa création en 1987, ce centre a développé le savoir-faire et les installations annexes de caractérisation nécessaires à la fabrication de préformes pour fibres optiques spéciales de composition et de géométrie adaptées à un vaste champ d'applications et notamment les AFODTR. La grande expérience du laboratoire dans le domaine de l'optique guidée et de la fabrication de fibres optiques "hors norme" assure l'environnement de compétences théoriques et expérimentales nécessaire à cette étude.

Il s'agit cependant d'une nouvelle thématique pour le LPMC. Ce travail représente donc une étude exploratoire, pendant laquelle différentes pistes ont été envisagées. Nous avons étudié l'effet du codopage du cœur des fibres en silice avec plusieurs éléments potentiellement favorables sur l'amplification à  $1470\text{ nm}$  du thulium. L'étude matériau que nécessite la mise au point de cet amplificateur est donc très en amont d'une application pour les télécoms. L'ambition de ce projet est d'étudier et de démontrer l'amélioration des propriétés d'amplification du thulium dans le verre hôte de silice avec la modification de sa composition. Ces résultats serviront à mettre en évidence le potentiel de l'amplificateur en silice modifiée comme amplificateur optique à  $1470\text{ nm}$ .

Devant l'intérêt de ce sujet, plusieurs collaborations avec des laboratoires étrangers ont été engagées. Certaines études de la spectroscopie du thulium dans les fibres en silice ont été effectuées avec la collaboration de l'OTRL (*Optical Technology Research Laboratory*) de Melbourne. Un projet de fabrication de préforme en silice dopée au thulium et à l'antimoine a été mis en place avec l'IREE (Institute of Radio Engineering and Electronics) de Prague. L'IREE a également mis son matériel à disposition pour la réalisation des mesures de gain de l'amplificateur à fibre dopée au thulium (TDFA).

**Contenu du manuscrit :**

## CHAPITRE 1

Nous débutons ce mémoire avec, en première partie, la présentation du sujet dans son contexte historique et actuel et les directions actuellement prévisibles. Puis nous rappelons les notions de base sur l'amplification optique grâce aux terres rares, ainsi que les propriétés des verres qui serviront à comprendre le reste de ce mémoire. Nous verrons la problématique de ce sujet, à savoir la réduction des désexcitations non-radiatives qui limitent l'efficacité de la transition optique à  $1470\text{ nm}$  du thulium dans le verre de silice.

## CHAPITRE 2

Le deuxième chapitre est une étude sur la composition du verre pour améliorer les performances du TDFA. Nous étudions l'influence de l'environnement du thulium dans un verre de silice modifiée sur les propriétés spectroscopiques de l'ion de terre rare. Nous mesurons en particulier le temps de vie du niveau haut de la transition amplificatrice duquel on déduit l'efficacité quantique de la transition. Nous exposons la fabrication des préformes par MCVD (*Modified Chemical Vapor Deposition*) et des fibres optiques en silice, modifiée par l'ajout de faibles concentrations d'oxydes, permettant de diminuer les désexcitations non-radiatives à partir des niveaux atomiques du thulium. Les différentes méthodes de caractérisations optogéométriques et spectroscopiques sont détaillées.

## CHAPITRE 3

Le dernier chapitre est consacré à la réalisation du montage de mesure de gain. Après avoir réussi à améliorer le matériau des fibres optiques en diminuant l'énergie de phonon perçue par le thulium, nous étudions la réalisation de l'amplificateur à fibre en silice dopée au thulium. Cette étude est menée à l'aide de simulations numériques et de montages expérimentaux. Nous expliquons la mise au point du modèle numérique qui permet de prédire les résultats de gain en fonction des différents paramètres de l'amplificateur. Nous verrons ensuite la fabrication de la fibre en silice modifiée, dont les paramètres ont été optimisés à l'aide des simulations numériques. Nous terminerons par la présentation du montage de mesure de gain autour de  $1470\text{ nm}$  sur l'échantillon réalisé, ainsi que les résultats d'amplification obtenus.

# Chapitre 1

## Généralités, état de l'art et motivations



*Dans ce chapitre, nous expliquons le contexte de ce projet de recherche qui concerne les lignes de télécommunications optiques. Nous verrons également pourquoi l'amplificateur à fibre optique en silice dopée au thulium est un candidat prometteur pour répondre au besoin d'accroissement des débits d'informations. Nous verrons cependant que, pour que cet amplificateur soit fonctionnel, il est nécessaire de résoudre le problème majeur des désexcitations non-radiatives du thulium dues à la haute énergie de phonon de la silice. Nous verrons donc une solution de modification de l'environnement du thulium que nous proposons pour résoudre ce problème.*



## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Contexte . . . . .</b>	<b>17</b>
1.1.1	Historique des télécommunications . . . . .	17
1.1.1.1	L'ère électronique . . . . .	17
1.1.1.2	L'ère optique . . . . .	18
1.1.2	Accroissement des besoins . . . . .	23
<b>1.2</b>	<b>Choix de l'amplificateur . . . . .</b>	<b>25</b>
1.2.1	Les solutions pour la bande S . . . . .	25
1.2.1.1	Amplificateur à semi-conducteur . . . . .	26
1.2.1.2	L'amplificateur Raman . . . . .	26
1.2.1.3	L'amplificateur à fibre optique dopée aux ions de terre rare . . . . .	27
1.2.1.4	Principe de l'amplification optique des FOD- TRs . . . . .	33
1.2.1.5	Les transitions amplificatrices du thulium	39
1.2.2	TDFA dans un verre de silice . . . . .	45
1.2.2.1	Modification de l'environnement du thu- lium . . . . .	46
1.2.2.2	Bibliographie . . . . .	49
<b>1.3</b>	<b>Conclusion du chapitre 1 . . . . .</b>	<b>61</b>

---

## 1.1 Contexte

### 1.1.1 Historique des télécommunications

Il est naturel aujourd'hui de recevoir et d'envoyer des messages instantanément de n'importe quel point de la planète. On peut presque aussi simplement envoyer des dossiers à un collaborateur australien ou écouter en direct une radio chinoise grâce à internet. Cette capacité de communication à l'échelle du globe, sans précédent dans l'histoire, bouleverse notre représentation du monde. Elle est le résultat d'une longue évolution, depuis les signaux de fumée des indiens d'Amérique jusqu'aux réseaux de télécommunication par fibre optique. Les avancées technologiques ont continuellement permis d'augmenter les capacités de transfert d'information. Revenons un peu sur cette histoire.

#### 1.1.1.1 L'ère électronique

Nous nous intéressons ici aux systèmes de communication par câble. La première invention qui permit de communiquer sur une distance de plusieurs centaines de kilomètres fut le télégraphe électrique inventé par Samuel Morse en 1837 et utilisé dès 1852, avec la pose du premier câble électrique sous la Manche, reliant la France à l'Angleterre. Peu de temps après, en 1858, la première ligne transatlantique fut installée. Ce fut un progrès immense même si son isolation ne résista qu'un mois. Dans la période qui suivit et jusqu'à la première guerre mondiale, la pose des câbles sous-marins télégraphiques se développa, les méthodes de fabrication s'améliorèrent et les télécommunications devinrent un commerce international.

Dans l'entre-deux-guerres l'activité s'est quasiment stoppée. Les inventions de la télégraphie sans fil et de la radio ont alors porté aux câbles un coup rude. Néanmoins, la mise au point, à la fin des années 30, des technologies coaxiales amplifiées, permettent de transmettre une conversation téléphonique transocéanique de bonne qualité. Cependant, le signal électrique est atténué lors de la propagation dans le câble de cuivre. Il doit être re-amplifié régulièrement, à l'aide d'un dispositif électrique, pour pouvoir parvenir au récepteur d'arrivée.

La première ligne téléphonique qui traverse l'Atlantique est posée en 1958, sa capacité est de 36 voies à 4 kHz. Grâce à l'amélioration des câbles et l'utilisation des transistors, les lignes deviennent capables, en 1980, de transporter 4000 voies chacune. Pour fixer les ordres de grandeur, le tableau 1.1 montre les débits nécessaires pour transmettre différents types d'informations. Cependant, le temps de réponse des appareils électroniques fait que le signal

ne peut pas avoir une fréquence supérieure au GHz, ce qui limite le débit. De plus l'atténuation du signal électrique dans les câbles en cuivre est très forte et elle augmente proportionnellement à la fréquence. Pour un signal de 1 MHz, l'atténuation est de 2 dB/km [1]. Cela revient à diviser le signal par 100 tous les 10 km. On doit donc installer un grand nombre d'amplificateurs avec les coûts que cela entraîne et la complexité du système.

Service multimédia	Débit requis
Téléphone	8 à 64 kbit/s
CD	44,1 kbit/s
Visiophone particulier	64 kbit/s
Visiophone professionnel	384 kbit/s à 2 Mbit/s
MPEG1 (qualité comparable VHS)	1 à 1,41 Mbit/s
MPEG2 (télévision standard)	4,5 à 15 Mbit/s
MPEG3 (télévision HD)	jusqu'à 80 Mbit/s
Enregistrement numérique professionnel	270 Mbit/s

TAB. 1.1 – Débits de différents services multimédia [2]

#### 1.1.1.2 L'ère optique

Ces limitations ont pu être dépassées grâce au développement des fibres optiques. L'amélioration de la transparence du verre de silice permet à la fibre optique de transporter un signal dans le proche infrarouge ( $\sim 1300\text{ nm}$ - $1600\text{ nm}$ ) avec de faibles pertes sur une centaine de kilomètres, comme illustré sur la figure 1.1.

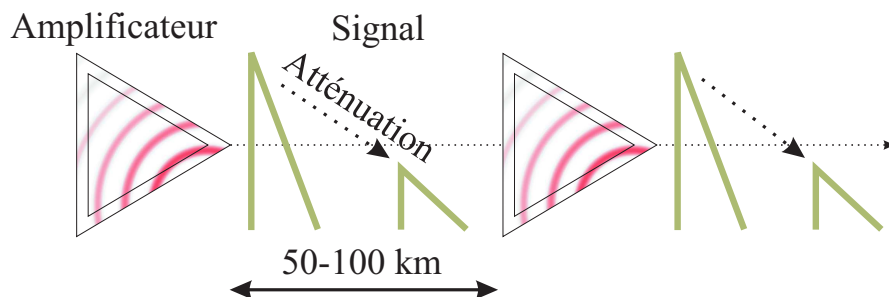


FIG. 1.1 – Illustration de l'amplification du signal

Ceci permet de réduire le nombre d'amplificateurs sur les lignes. Les faibles niveaux de pertes nécessaires ont été atteints grâce à la mise au point de procédés de fabrication de fibre en silice très pure par dépôt des réactifs en phase vapeur tels que les MCVD<sup>1</sup> (*Modified Chemical Vapor Deposition*), PCVD (*Plasma Chemical Vapor Deposition*), OVD (*Outside Vapor Deposition*), VAD (*Vapor Axial Deposition*)... La figure 1.2 montre l'évolution de l'atténuation des verres, de son invention antique à la fin des années 80.

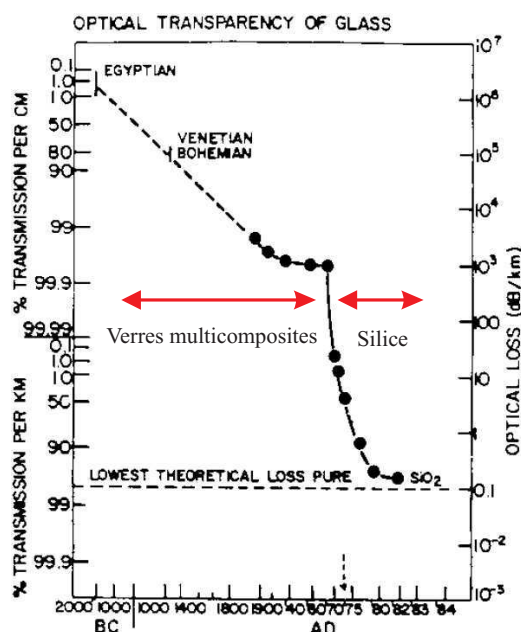


FIG. 1.2 – Historique des pertes dans les verres

En 1986, on installe le premier câble optique sous-marin. Son débit est de 280 Mbit/s (soit environ 4000 voies). Les amplificateurs utilisés alors sont électroniques. Le signal lumineux doit être converti en signal électronique pour être amplifié puis reconverti en signal lumineux. Le débit de ces lignes est limité par la rapidité des composants électroniques des amplificateurs. A la fin des années 1980, une nouvelle technologie fait son apparition dans les laboratoires de recherche : l'amplificateur optique à base de fibre en silice dopée aux terres rares et en particulier à l'erbium (*Erbium Doped Fibre Amplifier EDFA*). Le minimum d'atténuation de la silice se situant autour de 1550 nm, on a cherché un amplificateur capable d'opérer à ces longueurs

<sup>1</sup>Cette technique de fabrication des préformes est expliquée brièvement au chapitre 2.1.1.1

d'onde. Grâce à lui, il n'est plus nécessaire de convertir le signal de l'optique à l'électronique. Le signal lumineux est directement amplifié sans conversion électronique. L'énergie nécessaire à l'amplification est apportée sous forme de lumière par un rayonnement laser de pompe<sup>2</sup>. On n'a plus besoin d'amplificateurs électro-optiques complexes et coûteux. De plus, puisqu'il ne passe plus par des composants électroniques au temps de réponse limité, on peut utiliser des fréquences de l'ordre du THz pour le signal. La première ligne commerciale avec ce type d'amplificateur a été installée en 1995.

### Les fenêtres de télécommunications optiques

Il existe plusieurs plages de longueur d'onde utilisables pour les télécommunications optiques. On les appelle les fenêtres ou bandes de télécommunications. Elles sont délimitées à la fois par la zone de faible atténuation de la lumière par la silice, et par la bande passante de l'amplificateur optique utilisé.

#### L'atténuation intrinsèque des fibres en silice

L'atténuation<sup>3</sup> d'une fibre en silice supposée exempte de tout défaut est due à trois effets : l'absorption ultraviolette, la diffusion Rayleigh et l'absorption infrarouge.

- **Absorption ultraviolette.** Le bord de l'absorption ultraviolette de la silice se situe en dessous de 200 nm. L'atténuation des fibres optiques est due principalement à des transitions électroniques dans le composé  $GeO_2$ . Elle augmente donc avec le pourcentage molaire de  $GeO_2$  dans le verre. La bande d'absorption est centrée sur 185 nm et s'étend jusque dans les courtes longueurs d'onde du visible.
- **L'absorption infrarouge** est due aux différents modes de vibration du réseau de silice et des liaisons formées par les dopants. La queue de bande des vibrations de la silice commence à 1600 nm.
- **Diffusion Rayleigh.** Elle est due aux fluctuations locales de la densité du matériau, fixée lors du refroidissement du verre. L'intensité diffusée suit une loi en  $\lambda^{-4}$ .

#### Absorption des radicaux hydroxyles

En pratique, la réalisation d'un verre de silice pure, notamment exempte de radicaux hydroxyles OH, est très difficile à obtenir. Les harmoniques des vibrations des liaisons OH sont responsables d'une bande d'atténuation dans l'infrarouge, autour de 1380 nm. La présence de radicaux OH

---

<sup>2</sup>Voir section 1.2.2.2, p. 49

<sup>3</sup>La mesure de l'atténuation des FODTR est expliquée p. 71

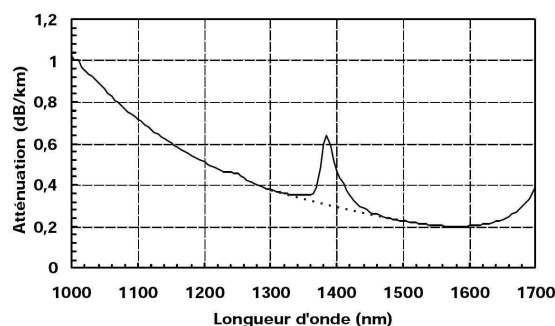


FIG. 1.3 – Atténuation dans le verre de silice

dans le verre est très contraignante puisque elle provoque une atténuation de  $40,3 \text{ dB/km/ppm}$  dans une zone proche du minimum d'atténuation de la silice. Néanmoins, il existe aujourd'hui des techniques de fabrication optimisées qui permettent d'obtenir des fibres dont le pic d'absorption OH a été quasiment supprimé. C'est notamment le cas des fibres SMF-28e de Corning et OFS AllWaves de Furukawa-Lucent. En 2004, Yamamoto *et al* [3] sont même parvenus à faire disparaître le pic d'absorption OH de leur fibre. On peut donc ne pas tenir compte de ce pic d'atténuation.

La figure 1.3 présente l'atténuation mesurée dans une fibre en silice. Sa forme est donc le résultat de l'addition de ces phénomènes. Les pertes des fibres en silice actuelles sont quasiment égales aux pertes théoriques. Elles sont inférieures à  $0,2 \text{ dB/km}$  au minimum d'atténuation, autour de  $1550 \text{ nm}$ .

La première fenêtre historique des télécommunications était autour de  $830 \text{ nm}$  et les réseaux n'étaient donc pas destinés à transporter des signaux sur les grandes distances. La deuxième fenêtre profitait du minimum de dispersion chromatique autour de  $1300 \text{ nm}$  et les EDFAs ont été développés ensuite pour la troisième fenêtre afin d'utiliser le minimum d'atténuation autour de  $1550 \text{ nm}$ . Cette évolution a suivi les progrès réalisés sur les fibres optiques et les composants semi-conducteurs nécessaires aux lignes optiques.

### Multiplexage en longueur d'onde

Une avancée gigantesque a été faite grâce aux amplificateurs optiques utilisant la technique du multiplexage en longueur d'onde (WDM), illustrée par la figure 1.4.

Elle consiste à injecter simultanément dans une fibre optique plusieurs canaux à des longueurs d'onde différentes. On peut ainsi multiplier le débit en augmentant le nombre de canaux de transmission. Chaque canal supporte des débits allant de  $2,5 \text{ Gbit/s}$  à  $40 \text{ Gbit/s}$ , pour les réseaux actuels. L'es-

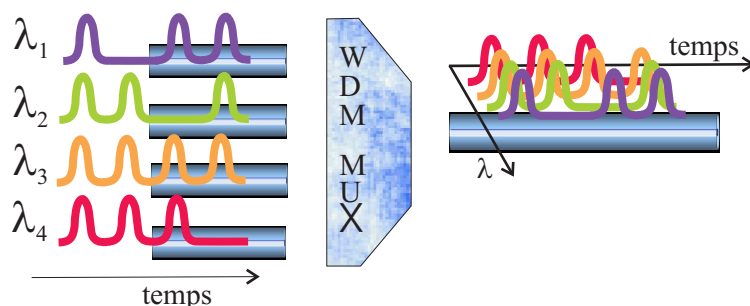


FIG. 1.4 – WDM

pacement entre les longueurs d'onde de chaque canal dépend de la norme utilisée (WDM, Dense WDM ou Ultra Dense WDM) et va de 200 GHz (1,6 nm) à 100 GHz (0,8 nm). En dessous, il devient impossible de séparer les différentes longueurs d'onde à cause de la dispersion chromatique. La limitation sur la largeur de la bande spectrale utilisable pour le WDM et donc sur le nombre de canaux, vient directement de la bande spectrale de gain de l'amplificateur optique. L'EDFA des lignes actuelles permet l'amplification de 1530 nm à 1565 nm. Les systèmes WDM / DWDM les plus commercialisés aujourd'hui comportent 8, 16, 32, 80 canaux optiques, ce qui permet d'atteindre des capacités de 80, 160, 320, 800 Gbit/s en prenant un débit nominal de 10 Gbit/s. On peut atteindre une capacité de 4 000 Gbit/s (4 Tbit/s) avec 400 canaux optiques à 10 Gbit/s, en technologie U-DWDM.

Pour augmenter encore les débits de transmission (cf section 1.1.2), on doit disposer d'un amplificateur fonctionnant sur une nouvelle bande spectrale, située dans la zone des faibles pertes de la silice. Classiquement, on décompose la bande passante utilisable pour les télécommunications optiques en sous-bandes, visibles sur la figure 1.5 et dans le tableau 1.2. L'EDFA fonctionne sur la bande dite C (pour *Conventional*). De nombreux travaux ont été consacrés à la mise au point et à l'étude de cet amplificateur [4]. Depuis les années 90 et jusqu'à aujourd'hui, des amplificateurs modifiés à base d'erbium ont permis d'augmenter la capacité des fibres en autorisant l'amplification dans la bande-L (en anglais *Long wave - band*) entre 1570 nm et 1600 nm [5] [6] [7], et même un peu vers la bande S.

L'augmentation des bandes de télécommunications optiques est également rendue nécessaire pour les réseaux *coarse-WDM* [8]. Ces réseaux "locaux" (plusieurs centaines de km aujourd'hui) utilisent des canaux très espacés (entre 10 nm et 40 nm) grâce à la technologie peu coûteuse des C-WDM. Cependant, à cause de l'augmentation des distances, la ré-amplification dans les bandes autres que C et L doit être envisagée.

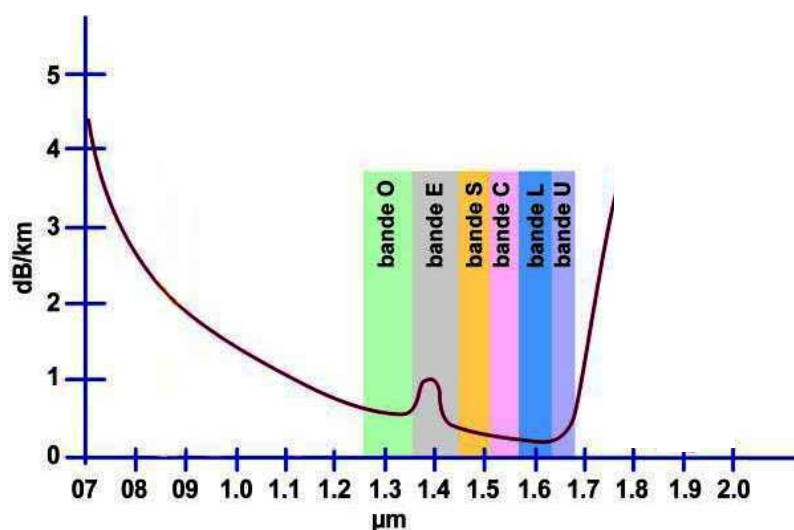


FIG. 1.5 – Décomposition du domaine spectral utilisable pour les télécommunications optiques

### 1.1.2 Accroissement des besoins

La quantité de données transportées par les différents réseaux de télécommunications a connu une augmentation très importante jusqu'à l'éclatement de la bulle des technologies de l'information et des communications. Depuis, la croissance des débits a repris de manière moins soutenue mais toujours élevée. On trouve plusieurs raisons à cet essor :

- L'augmentation de la capacité des réseaux de télécommunications, comme nous venons de le voir.
- La numérisation des informations. Aujourd'hui toutes les informations, qu'elles soient audio, vidéo ou texte, peuvent être codées numériquement. Un fichier numérique peut être très "volumineux". Pour coder un film avec la qualité d'un DVD, par exemple, on a besoin d'au moins 10 *Gbit*.
- L'accroissement des capacités de traitement de l'information. Pour traiter une telle quantité d'information, on doit disposer d'outils puissants. L'augmentation des transferts de données a donc suivi les capacités de calcul des ordinateurs et leur implantation dans le grand public.
- Développement de l'Internet. Le nombre de connectés à internet dans le monde, susceptibles d'échanger des données, ne cesse d'augmenter, comme en témoigne la figure 1.6. De plus, les internautes sont de plus en plus souvent connectés à des lignes haut débit du type DSL (Fi-



Bande	Description	plage de longueur d'onde ( $nm$ )
O	Original	1260-1360
E	Extended	1360-1460
S	Short wavelength	1460-1530
C	Conventional	1530-1565
L	Long wavelength	1565-1625
U	Ultralong wavelength	1625-1675

TAB. 1.2 – Les bandes de longueurs d'onde pour les télécommunications optiques

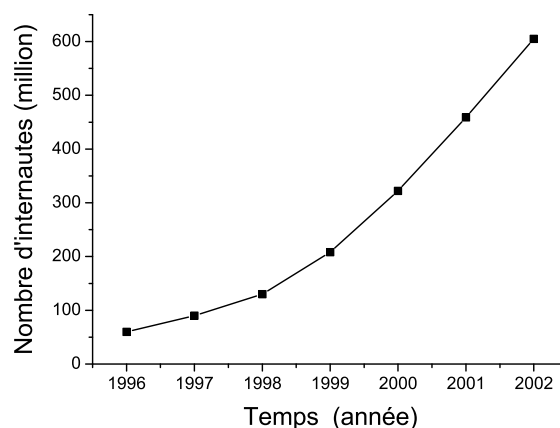


FIG. 1.6 – Evolution du nombre d'internautes dans le monde (source : [www.nua.ie/surveys](http://www.nua.ie/surveys))

gure 1.7). Le débit par utilisateur peut atteindre jusqu'à 20 Mb/s et permet ainsi d'échanger les gros fichiers numériques. La tendance est à une augmentation très importante puisque la France, qui est représentative des pays industrialisés, a connu en 2004 une augmentation de 94 % du taux d'équipement haut débit (Source Mediamétrie).

L'accroissement des besoins de transfert de données connaît une augmentation forte grâce à l'Internet et la généralisation des lignes haut-débit. D'ici une dizaine d'années, la capacité des réseaux actuels sera donc probablement atteinte. Il est alors nécessaire, d'imaginer, dès aujourd'hui, la solution d'amplificateur optique, qui permette d'augmenter le débit des lignes de télécommunications optiques. Comme nous allons le voir d'ici la fin du chapitre,

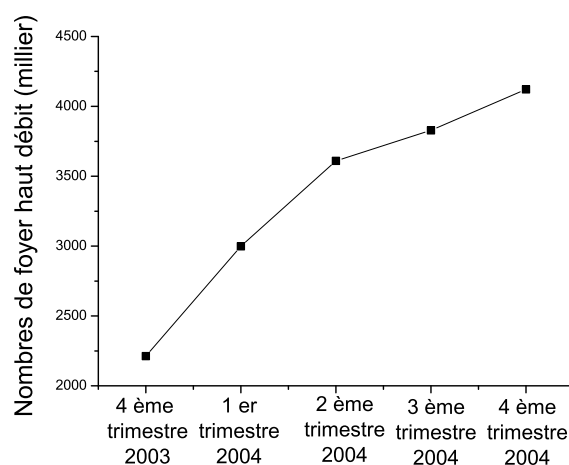


FIG. 1.7 – Evolution du nombre de foyers équipés en haut débit en France (source : [www.mediametrie.fr](http://www.mediametrie.fr))

l'amplificateur à fibre en silice dopée au thulium est un candidat très prometteur pour répondre à ces besoins, grâce au multiplexage dans la bande S.

## 1.2 Choix de l'amplificateur

Pour augmenter la capacité de débit des réseaux de télécommunications optiques, la solution la plus intéressante est d'étendre l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde vers une nouvelle fenêtre de transmission. Nous avons vu qu'il existait actuellement des solutions pour les bandes C et L et on a donc besoin d'amplificateurs optiques susceptibles d'amplifier un signal lumineux dans une autre bande de la zone d'atténuation faible de la silice. Dans cette section, nous allons voir les candidats à l'amplification optique dans la bande S. C'est la bande voisine de la bande C qui correspond à l'atténuation la plus faible des zones non encore exploitées (cf figure 1.5). L'essentiel des efforts de recherche se sont donc naturellement portés sur la bande S.

### 1.2.1 Les solutions pour la bande S

Il existe plusieurs possibilités pour amplifier un signal lumineux dans la bande S. Nous allons voir les plus importantes : amplificateur à semi conduc-

teurs, à effet Raman, ou à fibre optique dopée aux terres rares. Pour être intéressantes, ces solutions devront montrer des résultats d'amplification et d'efficacité comparable au modèle qu'est l'EDFA.

### 1.2.1.1 Amplificateur à semi-conducteur

Le principal intérêt des amplificateurs à semi-conducteur (*semiconductor Optical Amplifier* SOA) est que ceux-ci permettent l'amplification de signaux sur une large bande allant de  $1300\text{ nm}$  à  $1600\text{ nm}$  et ceci sans l'aide d'un laser de pompe optique extérieur. Ce sont des composants petits, donc facilement intégrables, et peu coûteux. Les meilleurs semi-conducteurs bande S montrent un gain limité et les puissances maximales en sortie sont de  $17\text{ dBm}$ , soit  $40\text{ mW}$  [9][10], alors que la puissance de sortie en WDM des amplificateurs bande C est de  $30$  à  $50\text{ dBm}$ . De plus, certaines limitations les rendent difficilement utilisables dans un réseau de télécommunications longue distance : le principal problème est celui des pertes aux connexions entre le SOA et les fibres de transmission. A cause de la géométrie du SOA, les pertes aux raccords sont de l'ordre de  $2\text{ dB}$ , ce qui pèse lourd dans le budget énergétique d'une ligne télécom. De plus, malgré des progrès importants réalisés ces dernières années, les SOA sont sensibles à la polarisation du rayonnement. Ces composants nécessiteraient donc d'utiliser des fibres à maintien de polarisation pour la propagation du signal, ce qui rendrait les lignes optiques plus coûteuses et plus complexes.

### 1.2.1.2 L'amplificateur Raman

L'amplification par effet Raman dans une fibre est due au transfert de puissance à partir d'un rayonnement de pompe vers le rayonnement du signal, dont la longueur d'onde est décalée vers les basses fréquences (les grandes longueurs d'onde) par l'interaction avec les vibrations des composants du verre. La référence [11] donne une revue complète de ce type d'amplificateur. Cet effet est étudié depuis les années 70 et l'amplificateur Raman fut un candidat sérieux pour l'amplification dans la bande C, avant l'avènement des EDFAs. L'effet Raman permet une amplification sur toute la zone de transparence du verre des fibres standard de ligne, d'environ  $300\text{ nm}$  à  $2000\text{ nm}$ . Cet effet non-linéaire donne un gain linéique faible et nécessite donc une amplification distribuée sur de très grandes distances, de l'ordre du kilomètre. On doit injecter de fortes puissances de pompe, dont une partie importante est perdue lors de la propagation. Le rendement de conversion de puissance de pompe vers le signal (ou *Power Conversion Efficiency* PCE) est inférieur à celui des EDFAs pour des puissances de pompe de quelques centaines de mW [11].

Pour élargir la bande de gain, il faut utiliser plusieurs lasers de pompe à des longueurs d'onde sélectionnées pour choisir la zone de gain. L'amplification dans la bande C nécessite une pompe autour de  $1480\text{ nm}$ , dans la bande S. Il n'est donc pas possible d'amplifier en même temps les signaux de ces deux bandes, ce qui disqualifie cette technologie pour un système fonctionnant dans ces deux bandes simultanément. Toutefois, un amplificateur Raman à fibre en bande S est envisageable [12].

L'amplification Raman est néanmoins utilisée dans les réseaux développés actuellement comme pré-amplificateur afin de procurer un bruit faible pour les amplificateurs à fibre dopée aux terres rares.

### 1.2.1.3 L'amplificateur à fibre optique dopée aux ions de terre rare

Devant les difficultés pour intégrer les autres amplificateurs sur une ligne optique de télécommunications, le choix de l'amplificateur à fibre optique dopée aux terres rares (AFODTR) est une solution très attirante. L'amplificateur de ce type le mieux maîtrisé est l'EDFA. Mais les transitions entre les niveaux électroniques d'autres terres rares peuvent être utilisées pour amplifier dans d'autres gammes de longueur d'onde que la bande C. Le principal argument en faveur des AFODTR est qu'ils peuvent montrer des rendements de conversion de la puissance de pompe très importants à des niveaux de pompage relativement faibles ( $\sim 100\text{ mW}$ ). L'EDFA atteint, par exemple, un PCE de l'ordre de 40 % [4]. Pour qu'un amplificateur puisse être utilisé sur une ligne optique, il devra fonctionner dans ce régime de PCE. De plus la fabrication des FODTR est largement étudiée depuis la fin des années 70 et il est possible de la réaliser dans différents verres.

Nous allons maintenant nous intéresser en détail à cette solution prometteuse et nous verrons que l'amplificateur à fibre en silice dopée au thulium est un candidat sérieux pour élargir l'amplification à la bande S.

### Configuration électronique des ions de terre rare

Les terres rares sont les 15 éléments de la classification périodique entre le Lanthane (La) et le Lutécium (Lu), décrits dans la figure 1.8. De manière générale, la forme la plus stable de ces éléments, dans les matériaux optiques, est l'état d'ion trivalent. Les ions trivalents de terres rares possèdent des propriétés optiques particulières qui en font les dopants de prédilection pour la réalisation de lasers et d'amplificateurs. Leurs propriétés spectroscopiques sont étudiées depuis de nombreuses années et une littérature conséquente leur est dédiée [13]. La couche interne  $4f$  des ions est remplie après que les couches les plus externes  $6s$  et  $5p$  ont été saturées. Les liaisons chimiques

Numéro atomique	Élément	Symbole	Configuration au repos	Configuration dans l'état trivalent
57	Lanthane	La	[Xe] (4f0 5d1 6s2)	[Xe] (4f0)
58	Cérium	Ce	[Xe] (4f1 5d1 6s2)	[Xe] (4f1)
59	Praséodyme	Pr	[Xe] (4f3 6s2)	[Xe] (4f3)
60	Néodyme	Nd	[Xe] (4f4 6s2)	[Xe] (4f4)
61	Prométhium	Pm	[Xe] (4f5 6s2)	[Xe] (4f5)
62	Samarium	Sm	[Xe] (4f6 6s2)	[Xe] (4f6)
63	Europium	Eu	[Xe] (4f7 6s2)	[Xe] (4f7)
64	Gadolinium	Gd	[Xe] (4f7 5d1 6s2)	[Xe] (4f7)
65	Terbium	Tb	[Xe] (4f9 6s2)	[Xe] (4f9)
66	Dysprosium	Dy	[Xe] (4f10 6s2)	[Xe] (4f10)
67	Holmium	Ho	[Xe] (4f11 6s2)	[Xe] (4f11)
68	Erbium	Er	[Xe] (4f12 6s2)	[Xe] (4f12)
69	Thulium	Tm	[Xe] (4f13 6s2)	[Xe] (4f13)
70	Ytterbium	Yb	[Xe] (4f14 6s2)	[Xe] (4f14)
71	Lutécium	Lu	[Xe] (4f14 5d1 6s2)	[Xe] (4f14)

FIG. 1.8 – Configuration électronique des terres rares

sont dues aux électrons externes alors que les transitions optiques font intervenir les électrons de la couche interne  $4f$ . Celle-ci est donc écrantée par les couches électroniques externes. Les transitions optiques sont peu sensibles aux liaisons chimiques et à l'environnement de l'ion dans la matrice hôte [14]. Les configurations électroniques de la couche  $4f$  sont notées  $^{2S+1}L_J$  où  $S$ ,  $L$  et  $J$  sont respectivement le spin, le moment orbital et le moment angulaire total des électrons de la couche  $4f$ . Chaque niveau est dégénéré  $(2J + 1)$  fois. Les transitions dipolaires électriques  $4f - 4f$  sont interdites au premier ordre car elles interviennent entre éléments de même parité. L'interdiction est partiellement levée grâce à l'influence du champ cristallin, en dépit de l'effet d'écran des couches externes. Le champ cristallin du matériau hôte des terres rares lève partiellement la dégénérescence des sous niveaux Stark. La figure 1.9 montre l'éclatement des niveaux d'énergie dans le cas du thulium. L'ordre des niveaux d'énergie peut être déterminée par le calcul. Connaissant la configuration électronique décrivant pour chaque électron de l'ion la couche et la sous-couche auxquelles il appartient, il est possible de recenser tous les niveaux d'énergie de l'ion de terre rare [15] [16].

Les différences d'énergie entre ces sous-niveaux  $^{2S+1}L_J$  sont assez faibles, de l'ordre de la centaine de  $cm^{-1}$  (quelques dizaines de  $nm$ ). La figure 1.10 montre les niveaux d'énergie des terres rares qui correspondent aux configurations électroniques possibles de la couche  $4f$ . Un état peut rester excité pendant des durées relativement importantes ( $1\ ms$ ). Les terres rares sont donc des éléments parfaits pour la réalisation d'un amplificateur : Le fort

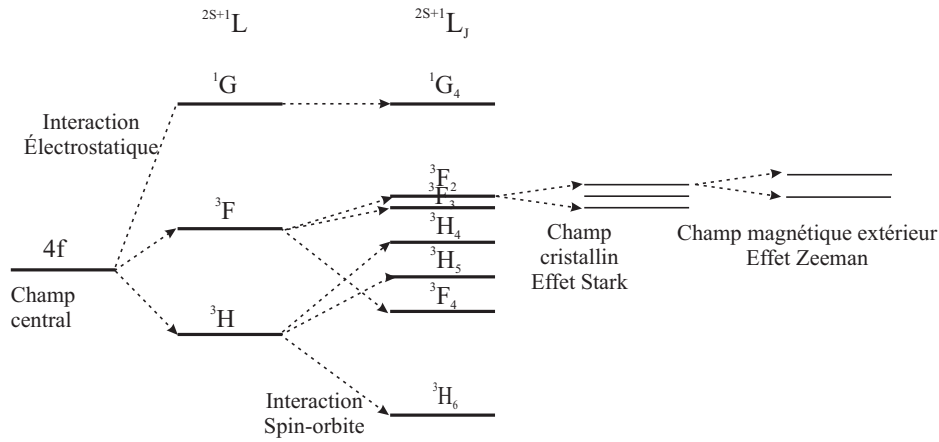


FIG. 1.9 – Exemple de représentation schématique de la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie du thulium par les interactions entre électrons et électrons, et matériau (Tous les niveaux ne sont pas représentés)

écranage du champ cristallin fait que la distribution des niveaux énergétiques d'un ion de terre rare évolue peu en fonction de son environnement et ceux-ci peuvent donc être intégrés dans différentes matrices hôtes sans modification importante de leurs transitions. De plus, par la variété et les grandes durées de vie de leurs niveaux électroniques, ils possèdent des transitions qui sont utilisables pour réaliser des amplificateurs à plusieurs longueurs d'onde infrarouges.

### Les verres des fibres optiques

Il est intéressant de voir maintenant les différents verres avec lesquels il est possible de réaliser un AFODTR. Le choix du verre est primordial pour les propriétés attendues de l'amplificateur. Le verre de silice a été le premier à permettre la fabrication de fibres présentant de faibles pertes, mais par la suite, la fabrication de fibres dans de nouveaux verres et leurs dopages aux terres rares ont été abondamment étudiés. Un des intérêts d'utiliser un autre verre que la silice est de disposer d'une matrice hôte, pour les terres rares, qui ait une énergie de phonon plus faible ou plus élevée. En effet, la haute énergie de phonon du verre de silice provoque des désexcitations non-radiatives qui dépeuplent les niveaux atomiques et limite l'inversion de population responsable du gain<sup>4</sup>, empêchant l'utilisation de certaines transitions pour la

<sup>4</sup>Voir paragraphe 1.2.1.4

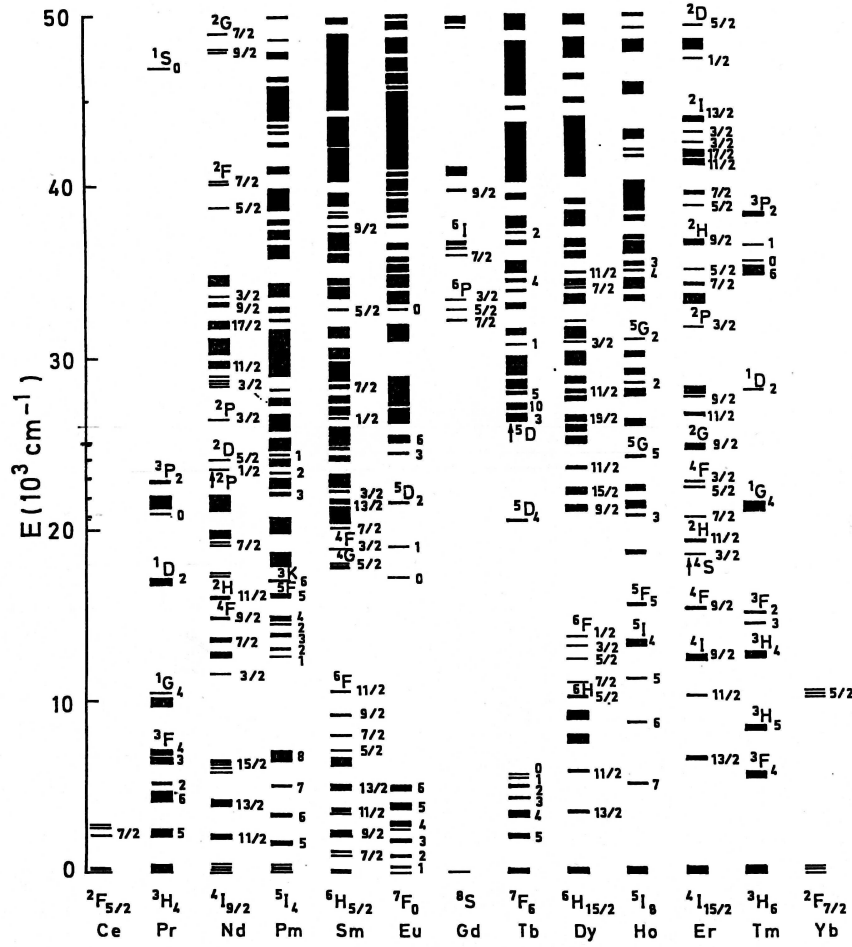


FIG. 1.10 – Diagramme d'énergie des terres rares d'après [17]

réalisation d'amplificateurs<sup>5</sup>. De plus, les verres à haute énergie de phonon peuvent être recherchés pour vider les niveaux atomiques dans certains cas. Nous allons voir dans ce paragraphe ce qu'est un verre et quels sont ceux utilisés pour la réalisation de fibres optiques. Le choix du verre peut en revanche poser des problèmes de raccordement avec les fibres en silice des lignes standard.

Les premiers modèles de la composition des verres ont été réalisés par Zachariasen en 1932 [18] et Warren en 1936 [19]. Ces modèles ont complètement influencé la représentation des verres pendant plusieurs décennies. D'autres modèles ont été proposés depuis et nous reviendrons dessus au cha-

<sup>5</sup>Les déséxcitations non radiatives sont étudiées au paragraphe 1.2.1.5 et au chapitre 2

pitre 2. Les règles que nous exposons ici sont toujours acceptées. Un verre est un matériau amorphe, c'est-à-dire non cristallin. Contrairement à ce dernier, il ne présente pas d'ordre à grande distance. Dans un cristal, les positions des atomes se déduisent toutes les unes des autres par des règles de symétrie et de translation établies. Il n'en est rien pour le verre, les atomes forment une matrice tridimensionnelle composée de motifs structurels élémentaires qui n'a ni l'uniformité ni la symétrie des cristaux. Le verre peut être considéré comme un état intermédiaire entre le solide et le liquide. Cet état amorphe est obtenu en figeant l'état liquide lors d'un refroidissement rapide en deçà de la température de transition vitreuse. La matière, qui n'a alors pas le temps de cristalliser, demeure dans un état métastable qui garde une part du désordre du liquide. Des équivalents vitreux de tous les types de solides cristallins peuvent en théorie être obtenus. Cependant, certains nécessitent des vitesses de refroidissement telles qu'ils ne peuvent pas être réalisés dans la pratique.

Les éléments qui sont facilement vitrifiables sont pour la plupart issus de l'ensemble des éléments non métalliques des groupes *IIIA*, *IVA* et *VA* du tableau périodique (tableau 1.11) (Si, B, As, Ge, P). Ils peuvent être combinés avec l'oxygène pour former des verres d'oxyde, avec un élément de la même colonne que l'oxygène, *VIA* (S, Se, Te) pour former des chalcogénures, ou avec un halogène, *VIIA*, en particulier le fluor, pour former des halogénures. Ces éléments sont appelés *formateurs* car ils sont capables de former un réseau tridimensionnel aux liaisons chimiques très fortes, qui caractérise les verres.

Les principaux composés binaires qui permettent d'obtenir des matrices vitreuses sont :

- les verres d'oxydes :  $SiO_2$ ,  $B_2O_3$ ,  $Sb_2O_3$ ,  $GeO_2$ ,  $P_2O_5$
- les chalcogénures
  - verres de sulfures :  $As_2S_3$ ,  $GeS_2$ ,  $Ga_2S_3$
  - verres de sélénures :  $As_2Se_3$ ,  $ZnSe$ ,  $CdSe$
- les verres de fluorures :  $ZrF_4$

Tous ces types de verres peuvent être utilisés pour la réalisation de fibres optiques. Cependant leur facilité d'utilisation dans les réseaux de télécommunications optiques n'est pas la même. Il existe plusieurs méthodes de fabrication des fibres en verre de silice : les méthodes de dépôt en phase vapeur (PCVD, OVD, VAD, MCVD). Ces techniques permettent de synthétiser un verre de silice très pur dont les pertes de fond sont réduites (le record est de  $0,1484 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ ) [20]. Les autres verres doivent être élaborés en mélangeant



# Métaux de transitions

IA	IIA											IIIA	IVA	VA	VIA	VIIA	O	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	
hydrogen 1 H 1.00794(7)																		helium 2 He 4.002602(2)
lithium 3 Li 6.941(2)	beryllium 4 Be 9.012182(2)												boron 5 B 10.811(7)	carbon 6 C 12.0107(8)	nitrogen 7 N 14.00643(4)	oxygen 8 O 15.9994(3)	fluorine 9 F 18.9984032(3)	neon 10 Ne 20.1797(6)
sodium 11 Na 22.98976928(2)	magnesium 12 Mg 24.305(6)												aluminum 13 Al 26.981538(6)	silicon 14 Si 28.0855(3)	phosphorus 15 P 30.9737612(8)	sulfur 16 S 32.06(6)	chlorine 17 Cl 35.453(2)	argon 18 Ar 39.948(1)
		scandium 21 Sc 44.955910(8)	titanium 22 Ti 47.867(1)	vanadium 23 V 50.9415(1)	chromium 24 Cr 51.9961(6)	manganese 25 Mn 54.938045(9)	iron 26 Fe 55.845(2)	cobalt 27 Co 58.933200(9)	nickel 28 Ni 58.6934(2)	copper 29 Cu 63.546(3)	zinc 30 Zn 65.38(2)	gallium 31 Ga 69.723(1)	germanium 32 Ge 72.63(2)	arsenic 33 As 74.92159(5)	selenium 34 Se 78.96(3)	bromine 35 Br 79.904(1)	krypton 36 Kr 83.80(1)	
potassium 19 K 39.0983(1)	calcium 20 Ca 40.078(4)	yttrium 39 Y 88.90585(2)	zirconium 40 Zr 91.224(2)	niobium 41 Nb 92.90638(2)	molybdenum 42 Mo 95.94(1)	technetium 43 Tc 97.907(2)	ruthenium 44 Ru 101.07(2)	rhodium 45 Rh 102.90550(2)	palladium 46 Pd 106.42(1)	silver 47 Ag 107.8682(1)	cadmium 48 Cd 112.4118(8)	indium 49 In 114.818(8)	tin 50 Sn 118.710(7)	antimony 51 Sb 121.757(1)	tellurium 52 Te 127.6(3)	iodine 53 I 126.90447(3)	xenon 54 Xe 131.29(2)	
rubidium 37 Rb 85.4678(3)	strontium 38 Sr 87.62(1)	cesium 55 Cs 132.9054519(2)	barium 56 Ba 137.327(7)	lanthanum 57 La 138.90547(2)	cerium 58 Ce 140.90765(2)	praseodymium 59 Pr 140.90765(2)	neodymium 60 Nd 144.242(3)	promethium 61 Pm 144.9127(1)	samarium 62 Sm 150.36(3)	europtium 63 Eu 151.964(1)	gadolinium 64 Gd 157.25(3)	terbium 65 Tb 158.92534(2)	dysprosium 66 Dy 162.50(3)	holmium 67 Ho 164.93032(2)	erbium 68 Er 167.26(3)	thulium 69 Tm 168.93421(2)	ytterbium 70 Yb 173.054(7)	
francium 87 Fr [223.0197]	radium 88 Ra [226.0254]											thallium 81 Tl 204.3833(2)	lead 82 Pb 207.2(1)	bismuth 83 Bi 208.98039(2)	polonium 84 Po [209]	astatine 85 At [222]	radon 86 Rn [222.0176]	
		actinium 89 Ac [227.0277]	thorium 90 Th 232.0381(1)	protactinium 91 Pa 231.03626(2)	uranium 92 U 238.02891(3)	neptunium 93 Np 237.04817(1)	plutonium 94 Pu 244.0642(2)	americium 95 Am [243.061(1)]	curium 96 Cm [247.073(3)]	berkelium 97 Bk [247.073(3)]	californium 98 Cf [251.079(6)]	einsteinium 99 Es [252.083(9)]	fermium 100 Fm [257.095(1)]	mendelevium 101 Md [258.10(1)]	nobelium 102 No [259.10(1)]			

Key:

element name

atomic number

symbol

1997 atomic weight (mean relative mass)

\*lanthanoids

\*\*actinoids

FIG. 1.11 – Tableau périodique des éléments

les composants dans un creuset. Ces techniques présentent les avantages de nécessiter une température de fusion plus basse et d'être simple à mettre en oeuvre. En revanche, elles ont d'autres inconvénients. La cristallisation partielle du verre, qui provoque des pertes importantes à la propagation, se produit plus facilement. Ces verres sont beaucoup moins purs, avec risque de contamination par des éléments absorbants aux longueurs d'onde de transmission du signal. Les pertes sont alors beaucoup plus élevées. De plus, les verres non oxydes ont des compositions complexes et tendent à se détériorer plus rapidement. Ils ne sont donc pas fiables pour une installation sur le long terme. Enfin, de par leur composition et leur température de fusion très différentes de la silice, les fibres ne peuvent pas être raccordées aux lignes standard par soudure. On doit alors utiliser d'autres techniques (par exemple le raccordement sans soudure par collage *butt splice*) qui provoquent des pertes plus importantes, et sont, elles aussi, sujettes à une détérioration rapide sous l'effet des puissances des lasers de pompe ou du vieillissement des colles. Le verre de silice est donc le plus fiable et le mieux approprié pour la

réalisation d'un amplificateur optique à fibre optique destiné à être installé sur un réseau à longue distance.

#### 1.2.1.4 Principe de l'amplification optique des FODTRs

Dans ce paragraphe, nous allons voir brièvement le principe de l'amplification optique à l'aide d'un modèle simple. Le but de ce paragraphe est de nous permettre d'introduire, avec le formalisme, toutes les notions importantes pour comprendre ce phénomène et en appréhender le fonctionnement. Nous renvoyons le lecteur vers les références [4] [15] [21] [22] pour un traitement plus complet.

##### Les transitions radiatives

L'ion de terre rare est ici considéré comme un atome simple à un électron possédant uniquement deux niveaux discrets d'énergie : le fondamental  $|i\rangle$ , d'énergie  $E_i$ , et le premier niveau excité,  $|j\rangle$ , d'énergie  $E_j$ . La densité de population totale des ions dans le milieu amplificateur ( $m^{-3}$ ) est notée  $N_T$  et  $N_i$  et  $N_j$  sont respectivement les densités de population des niveaux  $|i\rangle$  et  $|j\rangle$ , telles que :

$$N_T = N_i + N_j \quad (1.1)$$

##### L'absorption

Si un rayonnement monochromatique incident, accordé à la transition  $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ , de fréquence  $\nu = \frac{E_j - E_i}{h}$  traverse le milieu où sont incorporées les terres rares, un ion dont l'électron est au niveau fondamental, peut absorber un photon incident et faire passer son électron au niveau excité.

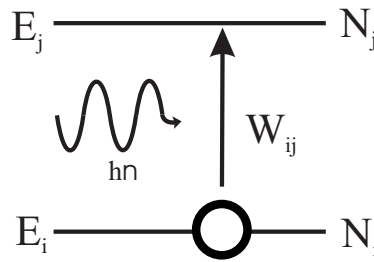


FIG. 1.12 – Processus d'absorption

La variation de population au cours du temps s'écrit alors :

$$\frac{dN_i}{dt} = -(W_{ij} \cdot N_i) = -\frac{dN_j}{dt} \quad (1.2)$$

où  $W_{ij}$  est le taux de transition par absorption du niveau  $|i\rangle$  vers le niveau  $|j\rangle$  en  $s^{-1}$ .  $W_{ij}$  s'exprime également en fonction de l'intensité du faisceau incident  $I_\nu$  en  $W.m^{-2}$  et de la section efficace d'absorption des terres rares  $\sigma_a(\lambda)$  en  $m^2$ .

$$W_{ij} = \frac{\sigma_a(\lambda) \cdot I_\nu}{h\nu} \quad (1.3)$$

La section efficace d'absorption  $\sigma_a(\lambda)$  est une grandeur correspondant à la probabilité d'absorption d'un photon incident par un atome. Cette valeur peut être déterminée expérimentalement à partir des mesures d'absorption.

### Emission stimulée

De manière analogue, une fois l'électron sur son niveau excité  $|j\rangle$ , il est possible d'induire une désexcitation vers le niveau d'énergie fondamental avec un rayonnement accordé à la transition.

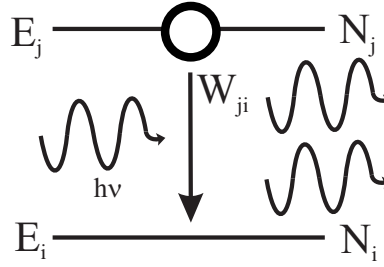


FIG. 1.13 – Processus d'émission stimulée

Il résulte de cette libération d'énergie, l'émission d'un photon additionnel au rayonnement, identique au photon incident : même longueur d'onde, phase, direction de propagation et état de polarisation. On parle de photons cohérents. C'est ce phénomène qui est à la base de l'amplification optique.

La dynamique de la désexcitation stimulée s'écrit :

$$\frac{dN_i}{dt} = W_{ji} \cdot N_j = -\frac{dN_j}{dt} \quad (1.4)$$

où  $W_{ji}$  est le taux de transition par désexcitation stimulée, analogue à  $W_{ij}$ .

$$W_{ji} = \frac{\sigma_e(\lambda) \cdot I_\nu}{h\nu} \quad (1.5)$$

La section efficace d'émission  $\sigma_e(\lambda)$  est définie comme le rapport entre le nombre de photons émis par unité de temps et la densité de photons.

On remarque que les taux de transitions induites par absorption et par émission stimulée sont proportionnels à l'intensité du rayonnement incident si l'absorption et l'émission ne sont pas saturées, contrairement aux désexcitations spontanées que nous verrons ensuite.

### Emission spontanée

Un atome excité au niveau  $|j\rangle$  se désexcite spontanément au bout d'un temps fini vers le niveau d'énergie  $|i\rangle$ . L'énergie libérée l'est alors sous la forme d'un photon ou de phonons :

- Transition radiative Dans le premier cas, on parle d'émission spontanée radiative. Le photon émis est accordé à la transition, mais contrairement à l'émission stimulée les propriétés du photon, phase, direction sont aléatoires. En particulier, la direction d'émission est aléatoire dans un angle solide de  $4\pi$  stéradians. Le taux de transitions radiatives spontanées, noté  $A_{ji}^{rad}$ , peut être calculé pour chaque transition, grâce au modèle phénoménologique mis au point par Judd [23] et Ofelt [24]. De nombreuses études ont employé cette méthode pour calculer les taux radiatifs des transitions des terres rares [13].
- Transition non-radiative Dans le second cas, on parle d'émission spontanée non-radiative. L'énergie est restituée au matériau sous la forme de phonons. Ce sont les quanta de vibrations moléculaires "supportés" par le matériau. Le taux de transition est alors noté  $A^{NR}$ . Nous revenons plus en détail sur les désexcitations multiphononiques au paragraphe 1.2.1.5 page 39.

### Transfert d'énergie

Il existe une autre manière pour l'atome dans l'état  $|j\rangle$  de se désexciter vers l'état  $|i\rangle$ , c'est de donner son énergie à un autre atome qui possède une transition lui permettant d'absorber l'énergie du premier atome pour se retrouver dans son état excité. Pour que ce transfert d'énergie soit possible, il faut que les deux transitions atomiques soient résonantes et que les deux atomes soient assez proches l'un de l'autre. En particulier, la formation d'agrégats de terres rares dans une matrice vitreuse donne lieu à ce phénomène [25]. La figure 1.14 montre un exemple de transfert par relaxation croisée (en anglais *cross-relaxation*).

**Temps de vie** On définit le taux d'émission spontanée  $A_{ij}$  (ou coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée) tel que la dynamique de la

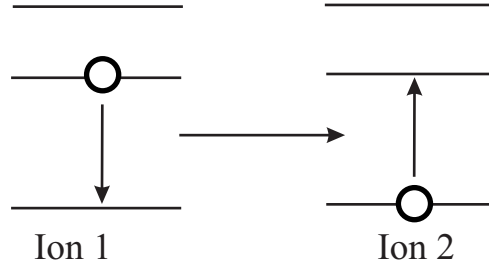


FIG. 1.14 – Processus de relaxation croisée

désexcitation spontanée s'écrit :

$$\frac{dN_j}{dt} = A_{ji} \cdot N_j \quad (1.6)$$

Dans le cas où l'électron peut se désexciter vers plusieurs niveaux d'énergie, le taux d'émission spontanée du niveau  $|j\rangle$  est :

$$A_j = \sum_i A_{ij} \quad (1.7)$$

La durée de vie du niveau  $|j\rangle$ ,  $\tau_j$ , est égale à l'inverse de  $A_j$ . C'est le temps caractéristique que met un atome excité sur le niveau atomique avant de se désexciter. On distingue les deux contributions, radiative et non-radiative, au temps de vie. On définit pour cela les temps de vie radiatif,  $\tau_j^{rad}$ , et non-radiatif,  $\tau_j^{NR}$ , de sorte que :

$$A_j = \frac{1}{\tau_j} = \frac{1}{\tau_j^{rad}} + \frac{1}{\tau_j^{NR}} = A_j^{rad} + A^{NR} \quad (1.8)$$

$A_j^{rad}$  est le taux d'émission spontanée radiative et on définit le taux de désexcitation non-radiative  $A^{NR}$  comme :

$$A^{NR} = \frac{1}{\tau_j^{NR}} \quad (1.9)$$

La probabilité de désexcitation radiative à partir du niveau  $|j\rangle$  vers n'importe lequel des niveaux inférieurs  $|i\rangle$  est donnée par le taux  $A_{ji}^{rad}$  :

$$A_{ji}^{rad} = A_j^{rad} \cdot \beta_{ji} \quad (1.10)$$

où  $\beta_{ji}$  est le taux de branchement entre les niveaux  $|j\rangle$  et  $|i\rangle$ .

L'efficacité de conversion quantique d'émission totale du niveau  $|j\rangle$  est définie par :

$$\eta = \frac{\text{nombre de désexcitations radiatives par seconde}}{\text{nombre de photons absorbés par seconde}} \quad (1.11)$$

La valeur de ce paramètre nous donne le rapport de conversion de puissance de pompe intrinsèque, s'il n'y avait pas de pertes et si toute la pompe servait à exciter les ions sur le niveau haut de la transition amplificatrice. On peut également écrire la relation 1.11 comme :

$$\eta_j = \frac{A_j^{rad}}{A_j} = \frac{A_j^{rad}}{A_j^{rad} + A_j^{NR}} \quad (1.12)$$

Dans le cas où les processus non-radiatifs sont très dominants, la formule 1.12 devient :

$$\eta_j \approx \frac{\tau_j^{NR}}{\tau_j^{rad}} \quad (1.13)$$

### Gain

Nous allons maintenant exprimer le gain, par émission stimulée, d'un volume élémentaire cylindrique, de section  $S$ , pour notre modèle simple à deux niveaux. Un rayonnement monochromatique entre dans ce milieu avec une intensité  $I_\nu(z)$  et en ressort avec l'intensité  $I_\nu(z + dz)$ .

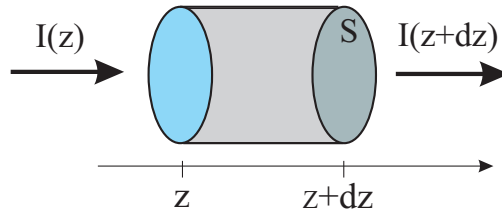


FIG. 1.15 – Volume amplificateur élémentaire

Dans ce volume, il y a  $N_i.S.dz$  atomes sur le niveau  $|i\rangle$  et  $N_j.S.dz$  atomes sur le niveau  $|j\rangle$ . Le nombre d'absorption ( $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ ) par unité de temps est :

$$\frac{\sigma_a(\nu).I_\nu(z).N_i.S.dz}{h\nu}$$

De la même manière, le nombre de désexcitations stimulées par unité de temps est :

$$\frac{\sigma_e(\nu) \cdot I_\nu(z) \cdot N_j \cdot S \cdot dz}{h\nu}$$

L'énergie absorbée par unité de temps, ou la puissance absorbée, dans le volume élémentaire  $S \cdot dz$  est donc :

$$\frac{I_\nu(z)}{h\nu} (\sigma_a(\nu) \cdot N_i - \sigma_e(\nu) \cdot N_j) \cdot S \cdot dz \cdot h\nu \quad (1.14)$$

On peut également exprimer l'énergie absorbée par unité de temps comme la différence entre l'énergie qui entre dans le volume et celle qui en sort :

$$I_\nu(z) \cdot S - I_\nu(z + dz) \cdot S = -\frac{dI_\nu(z)}{dz} \cdot S \cdot dz \quad (1.15)$$

d'après 1.14 et 1.15, on a donc :

$$dI_\nu(z) = (\sigma_a(\nu) \cdot N_i - \sigma_e(\nu) \cdot N_j) \cdot I_\nu(z) \cdot dz \quad (1.16)$$

$$dI_\nu(z) = \sigma_a(\nu) \cdot (N_i - \eta(\nu) \cdot N_j) \cdot I_\nu(z) \cdot dz$$

où  $\eta$  est le rapport des sections efficaces  $\frac{\sigma_e(\nu)}{\sigma_a(\nu)}$

$$dI_\nu(z) = -g(\nu) \cdot I_\nu(z) \cdot dz \quad (1.17)$$

La variation de l'intensité lumineuse le long du volume élémentaire est caractérisée par le paramètre de gain linéique, noté  $g$ , qui s'exprime en  $dB \cdot m^{-1}$ .

$$g(\nu) = \sigma_a(\nu) \cdot (\eta(\nu) \cdot N_j - N_i) \quad (1.18)$$

La formule 1.18 met en évidence l'importance de la différence des densités de population  $N_i$  et  $N_j$  des niveaux  $|i\rangle$  et  $|j\rangle$ . Pour que le milieu amplifie la lumière, il faut que  $N_j > N_i$ . Le gain linéique est d'autant plus fort que l'inversion de population entre les deux niveaux est importante. Il est primordial pour un amplificateur d'avoir la meilleure inversion de population possible. Celle-ci est réalisée grâce à un rayonnement, dit de pompage optique, qui sert à mettre la population sur le niveau haut de la transition amplificatrice. La performance d'un milieu à gain est évaluée par sa capacité à amplifier le rayonnement signal en fonction de la puissance de pompe nécessaire.

Dans le modèle simple de ce paragraphe, nous avons négligé l'amplification des désexcitations spontanées (*Amplified Spontaneous Emission* ASE). Elle est en fait très importante dans la réalisation d'un amplificateur optique

dans la mesure où c'est une source de bruit et de limitation de l'efficacité de l'amplification. L'émission spontanée se produit en permanence dans un angle solide de  $4\pi$  stéradian. Une partie de ce rayonnement est guidée dans le cœur de la fibre et est amplifiée en se propageant le long de celle-ci. Contrairement à l'émission stimulée amplifiée du signal, cette ASE amplifie un rayonnement indépendant du signal. C'est du bruit qui se rajoute au signal, tous les photons de l'ASE représentent un manque à gagner pour le signal amplifié. L'ASE peut vider le niveau amplificateur et rendre l'inversion de population moins bonne.

Dans le Chapitre 3, nous tiendrons compte de ces phénomènes lors de la modélisation d'amplificateur à fibre optique dopée au thulium.

#### 1.2.1.5 Les transitions amplificatrices du thulium

Parmi toutes les transitions autorisées dans les terres rares, quelques-unes peuvent se prêter à l'amplification dans la zone de faible atténuation de la silice, et hors des bandes C et L. Ces transitions amplificatrices ont été référencées de manière exhaustive dans la thèse de Fabien Roy [2]. Il a étudié, pour chacune d'elles, les possibilités de faire un amplificateur et a sélectionné la plus favorable. Il apparaît que la transition la plus prometteuse pour réaliser un AFODTR bande S est la transition entre les niveaux  $^3H_4$  et  $^3F_4$  de l'ion de thulium dans un verre fluoré.

La figure 1.16 montre les plus bas niveaux d'énergie du thulium. La transition amplificatrice dans la bande S entre les niveaux  $^3H_4$  et  $^3F_4$ , centrée à  $1470\text{ nm}$ , est indiquée. La première application étudiée pour le thulium était la réalisation d'un laser fonctionnant autour de  $2000\text{ nm}$  ( $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$ ) [26] [27]. L'amplification dans la bande S qui nous intéresse a été étudiée plus récemment (voir le paragraphe 1.2.2.2). Au début de la décennie, certains auteurs se sont intéressés à réaliser des lasers passivement Q-déclenchés fonctionnant à  $1500\text{ nm}$  [28] et  $1900\text{ nm}$  [29]. Encore plus récemment il y a eu un regain d'intérêt pour le thulium comme amplificateur fonctionnant autour de  $800\text{ nm}$  ( $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$ ) [30].

F. Roy a choisi le verre fluoré plutôt que la silice comme verre hôte car il possède une énergie de phonon faible. Ceci permet de réduire les désexcitations non-radiatives du niveau  $^3H_4$  du thulium vers le niveau inférieur  $^3H_5$  qui limitent l'inversion de population.

#### Désexcitations non-radiatives

Pour comprendre les limitations de la silice dans la réalisation de l'amplificateur bande S, nous devons comprendre les mécanismes qui produisent les désexcitations non-radiatives.



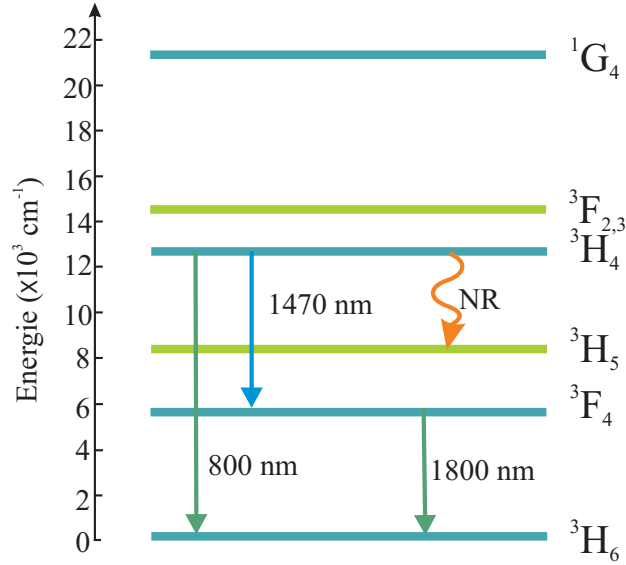


FIG. 1.16 – Diagramme d'énergie des plus bas niveaux atomiques du thulium

Considérons des ions  $Tm^{3+}$  dans un verre. Pour pouvoir amplifier un signal à l'aide des désexcitations stimulées, on doit réaliser la meilleure inversion de population possible entre les deux niveaux de la transition amplificatrice. Cela signifie que tous les ions doivent se trouver dans l'état excité  $^3H_4$ , et y rester jusqu'à ce qu'ils participent à l'amplification en émettant un photon stimulé à la longueur d'onde du rayonnement incident. Dans les solides, comme les verres, les ions excités peuvent se désexciter par émission spontanée non-radiative. L'énergie est restituée au matériau dans lequel sont introduits les ions, sous la forme de phonons, comme illustré par la figure 1.17. Les phonons sont des ondes acoustiques qui se propagent dans le réseau

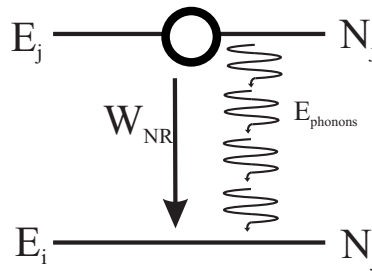


FIG. 1.17 – Processus d'émission non radiative

moléculaire qui constitue le verre. Ils sont caractérisés par une fréquence et

donc par une énergie  $\hbar\omega$ . On peut se représenter les atomes liés chimiquement au réseau hôte, comme un réseau de boules massives liées entre elles par des ressorts. Plus les atomes sont lourds ou moins les liaisons sont rigides, plus la fréquence d'oscillation est basse et plus l'énergie de phonon est faible. Plus l'énergie de phonon est élevée et moins on a besoin de phonons pour combler la différence d'énergie entre les niveaux atomiques, et plus les transitions non-radiatives seront probables.

Les premières études quantitatives du taux de désexcitation des terres rares datent de 1968 pour les cristaux [31], puis dans les années 70 pour les verres [32], [33]. Il existe plusieurs théories pour quantifier le taux de désexcitation. La formule empirique 1.19 de la "loi du gap" établie par Van Dijk *et al* [34] est couramment utilisée.

$$A^{NR} = W_0 \cdot \exp\{-\alpha (\Delta E - 2 \cdot E_{phonon})\} \quad (1.19)$$

Les paramètres  $W_0$  et  $\alpha$  sont des constantes qui dépendent du matériau. Leurs valeurs, prises dans la littérature, sont indiquées dans le tableau 1.3. Elles changent cependant peu d'un verre d'oxyde à l'autre.

On voit dans la formule 1.19 que le taux de désexcitations non-radiatives possède une dépendance exponentielle avec la différence d'énergie entre les niveaux atomiques,  $\Delta E$ , et l'énergie de phonon du matériau,  $E_{phonon}$ . Pour une transition  $4f - 4f$  donnée,  $\Delta E$  peut très légèrement varier d'un matériau à un autre, et même certainement d'un site à un autre. Par contre,  $E_{phonon}$  dépend clairement du matériau considéré. Comme il existe plusieurs types de liaisons dans le matériau, il existe plusieurs types de vibrations d'énergies différentes. Il est généralement admis que seule l'énergie la plus haute contribue aux désexcitations non radiatives [33]. Cependant, ce point est toujours en discussion comme le montrent certaines des publications récentes [35]. L'énergie de phonon des verres est déterminée expérimentalement par la mesure du spectre Raman de celui-ci. On peut voir sur la figure 1.18 les spectres Raman mesurés pour différents verres d'oxydes.

Le tableau 1.3 synthétise les paramètres de la désexcitation multiphononique, ainsi que l'énergie de phonon des principaux verres.

Dans le cas du thulium dans la silice,  $\Delta E$  est de l'ordre de l'énergie de phonon. La différence entre les niveaux d'énergie  $^3H_4$  et  $^3H_5$  a été mesurée sur le spectre d'absorption du thulium<sup>6</sup>. La mesure de la figure 1.19 a été réalisée sur une fibre en silice dopée au thulium fabriquée au LPMC, dont l'élévation d'indice du cœur est due à l'ajout de germanium.  $\Delta E$  est la différence d'énergie, en nombre d'ondes, qui permet de rejoindre les pics d'absorption

---

<sup>6</sup>cf page 71 pour la mesure d'absorption

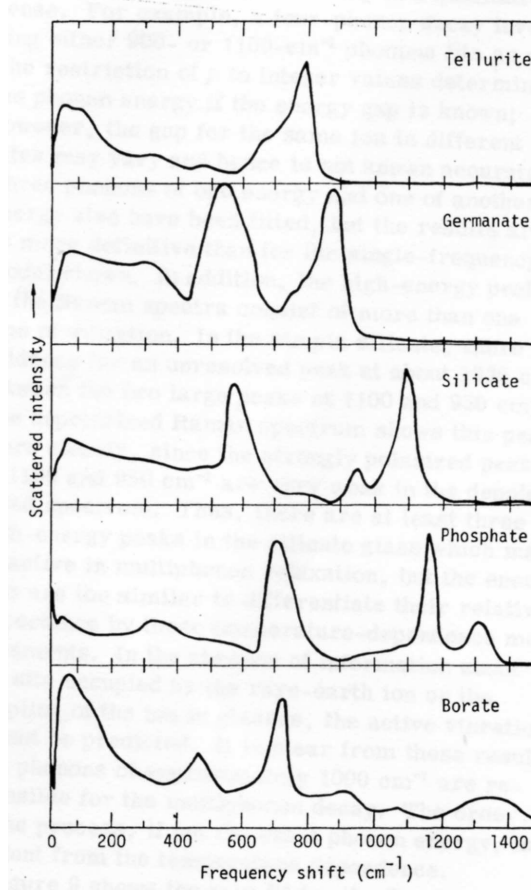


FIG. 1.18 – Spectres Raman de différents verres d'oxydes [33]

des niveaux atomiques.  $\Delta E$  est estimé à  $3700 \text{ cm}^{-1}$ . A partir du spectre d'absorption, on peut utiliser plusieurs méthodes pour déterminer  $\Delta E$  comme de mesurer la distance pic à pic, ou bien entre le début des deux pics d'absorption. Ces deux mesures donnent respectivement des  $\Delta E$  de  $4600 \text{ cm}^{-1}$  et  $3000 \text{ cm}^{-1}$ . Devant la marge d'erreur possible pour cette mesure, nous avons choisi pour  $\Delta E$  la valeur qui permet de retrouver le temps de vie du niveau  $^3H_4$  connu dans la silice [40] grâce à la formule 1.19. On remarque néanmoins, sur le spectre d'absorption, que cette valeur est réaliste. Comme les niveaux d'énergie du thulium sont très peu sensibles à leur environnement, cette valeur est également choisie pour les autres verres d'oxyde. A peine plus de trois phonons, seulement, sont nécessaires pour provoquer une désexcitation non-radiative  $^3H_4 \rightarrow ^3H_5$  dans le verre de silice. L'inversion de population est donc très difficile à obtenir car le niveau haut est complètement vidé de

Verre	$W_0$ ( $10^7 s^{-1}$ )	$\alpha$ ( $10^{-3} cm$ )	$E_{phonons}$ ( $cm^{-1}$ )
ZBLAN	9,3	5,2	500
$TeO_2$	9,3	4,5	770
$Sb_2O_3$	6,2	4,7	700
$B_2O_3$	7.8	3,8	1400
$Al_2O_3$	6,2	4,7	860
$GeO_2$	0,55	4,9	900
$SiO_2$	7,8	4,7	1100
$P_2O_5$	7,6	4,7	1320

TAB. 1.3 – Paramètres de la relaxation multiphononique dans différents verres. Les valeurs ont été prises dans la référence [36] à l'exception du  $Al_2O_3$  et du  $Sb_2O_3$  pour lesquels la valeur de  $W_0$  est une moyenne des autres oxydes et  $E_{phonons}$  a été mesurée dans [37] et [38] respectivement. Il est à noter que  $Al_2O_3$  ne forme pas un verre à lui seul [39], mais ce composé peut être intégré dans la composition d'autres verres d'oxyde

sa population. Le temps de vie du niveau atomique  $^3H_4$  s'en ressent, il est donné par :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{NR}} + \frac{1}{\tau_{radiatif}} = A^{NR} + A^{rad} \quad (1.20)$$

où  $A^{NR}$  et  $A^{rad}$  sont respectivement les taux de désexcitations multiphononiques et radiatifs.  $\tau_{radiatif}$  a été calculé à l'aide du modèle de Judd-Ofelt [23][24] par Dignonnet [13] dans la silice :  $\tau_{rad} = 650 \mu s$ , et par Walsh [41] :  $\tau_{rad} = 697 \mu s$  dans la silice et  $\tau_{rad} = 1520 \mu s$  dans les verres fluorés. Nous ne disposons pas des valeurs de temps de vie pour le niveau  $^3H_4$  du thulium dans tous les verres d'oxydes. Nous avons donc arbitrairement choisi celui de la silice pour tous les verres d'oxydes. Cette approximation nous permet ainsi d'obtenir des ordres de grandeur pour les taux de désexcitations non-radiatives. On peut calculer  $A^{NR}$  grâce aux valeurs du tableau 1.3, on trouve  $A^{NR} = 67650 s^{-1}$  pour la silice, ce qui correspond à un temps de vie non-radiatif de  $14,8 \mu s$ . C'est la valeur de temps de vie du niveau  $^3H_4$  qui est généralement retenue pour la silice pure [40]. Dans l'équation 1.20, on peut donc négliger le terme radiatif :

$$\tau \approx \tau_{NR} \quad (1.21)$$

Les désexcitations multiphononiques sont complètement dominantes. Elles empêchent la réalisation de l'inversion de population en réduisant la durée

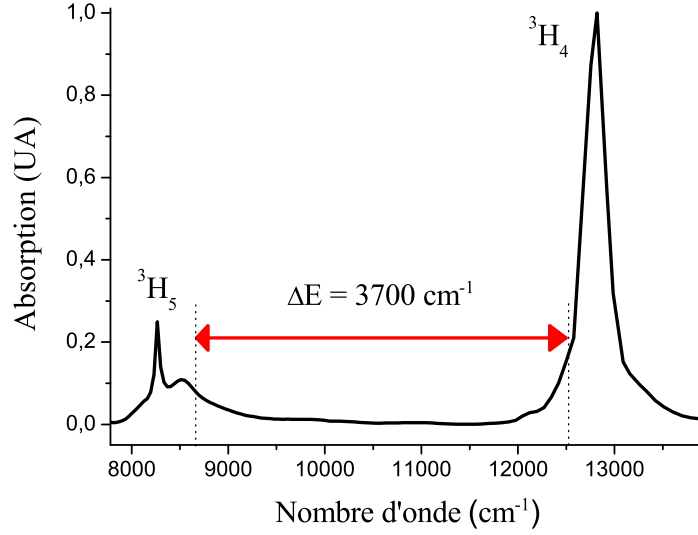


FIG. 1.19 – Mesure de  $\Delta E$  sur le spectre d'absorption de la fibre en silice dopée au thulium TDFA1

de vie du niveau haut de 650  $\mu s$  à 14  $\mu s$ .

Un autre paramètre parlant pour comprendre la capacité d'un couple thulium/verre à réaliser un amplificateur, c'est l'efficacité quantique de l'émission depuis le niveau  $^3H_4$ . Dans le cas de la silice pure,  $\eta_{1470\text{ nm}} = 2\%$  [42]. Avec une efficacité quantique si faible, il est impossible d'obtenir du gain. Dans le verre fluoré par contre,  $E_{\text{phonons}} = 500\text{ cm}^{-1}$  et l'émission spontanée non-radiative a besoin de plus de sept phonons pour se produire.  $A^{NR}$  est alors égal à  $50\text{ s}^{-1}$  (voir tableau 1.4), il n'y a quasiment aucune désexcitation non-radiative et l'efficacité quantique est proche de 100%. On voit donc l'importance cruciale de la composition du verre pour la réalisation du TDFA bande S. L'amplificateur est impossible à réaliser avec une fibre en silice pure et c'est donc pour cette raison que F. Roy a choisi la transition du thulium dans le verre fluoré.

Le tableau 1.4 résume ces résultats pour la silice, le verre fluoré, et montre les calculs réalisés pour d'autres verres ou composés d'oxydes utilisés traditionnellement dans la composition des fibres optiques. Nous avons calculé, à partir des données du tableau 1.3 et de la relation 1.19, les taux de désexcitations non-radiatives  $A^{NR}$ , les temps de vie non-radiatifs déduits  $\tau^{NR}$ , les temps de vie  $\tau$  à l'aide de la relation 1.20 et des valeurs de temps de vie ra-

diatifs choisies, et enfin, l'efficacité quantique d'émission à partir du niveau  $^3H_4$  grâce à la relation 1.12.

Verre	$A^{NR} (s^{-1})$	$\tau^{NR} (\mu s)$	$\tau (\mu s)$	$\eta_{^3H_4} (\%)$
$B_2O_3$	2551570	0,4	0,4	0,06
$P_2O_5$	521390	2	2	0,3
$SiO_2$	67650	14,6	14,4	2,2
$Al_2O_3$	5634	180	140	22
$TeO_2$	5590	180	140	22
$Sb_2O_3$	1250	800	360	55,1
$GeO_2$	500	2010	490	75
ZBLAN	70	13500	1370	90

TAB. 1.4 –  $A^{NR}$ , temps de vie non-radiatif du niveau  $^3H_4$  et efficacité quantique à 1470 nm calculés pour différents verres

Nous voyons donc qu'il n'existe pas de solution idéale pour la réalisation d'un amplificateur optique fonctionnant dans la bande S. Toutes les solutions que nous avons évoquées montrent des avantages mais aussi des inconvénients qui les rendent inutilisables dans la pratique sur une ligne optique standard. La meilleure solution semble être l'amplificateur à fibre optique dopée aux ions  $Tm^{3+}$  mais celui ci ne peut être réalisé que dans un verre à faible énergie de phonon tel que le verre fluoré. Or, seul le verre de silice est assez fiable pour être installé sur une ligne destinée à fonctionner une dizaine d'année au moins.

La motivation de ce projet de recherche est de faire sortir l'amplificateur optique de cette apparente impasse. Nous allons voir dans la section suivante quelle est l'idée de cette thèse, qui permettra peut être de réaliser un amplificateur optique bande S performant dans un verre de silice, et ainsi de disposer d'un composant parfaitement adapté aux futures lignes optiques des réseaux de télécommunications longues distances.

### 1.2.2 TDFA dans un verre de silice

Trois années de recherches ont été consacrées à l'étude de la faisabilité du TDFA dans un verre de silice. Nous avons vu que le problème de ce verre était sa haute énergie vibrationnelle. L'idée de ce travail est de garder les avantages d'un verre très majoritairement composé de silice, mais de venir légèrement modifier la composition du cœur, de manière à créer une zone ayant une énergie de phonon réduite, dans l'environnement des ions de thulium. Dans

le paragraphe qui suit, nous allons voir de quelle manière on peut incorporer des éléments dans la matrice du verre de silice, afin de réduire l'énergie de phonon perçue par le thulium.

### 1.2.2.1 Modification de l'environnement du thulium

#### Liaisons chimiques du verre de silice

Zachariasen [18] et Warren [19] ont défini empiriquement les règles que doivent suivre les éléments formateurs pour composer un verre d'oxyde et ont donné la vision classique de la structure de ces verres. Même si leur modèle a été remis en cause, ces règles sont toujours acceptées :

- 1. Un atome d'oxygène ne peut pas être relié à plus de deux atomes formateurs.
- 2. Le nombre de coordination des ions formateurs doit être petit (3 ou 4).
- 3. Le polyèdre formé par les oxygènes ne doit partager que des coins, pas d'arêtes ni de faces.
- 4. Les polyèdres doivent former un réseau tridimensionnel.

Dans la silice vitreuse, l'atome de silice forme des liaisons covalentes avec 4 atomes d'oxygène, aboutissant ainsi à la structure tridimensionnelle en tétraèdre autour du Si (Figure 1.20).

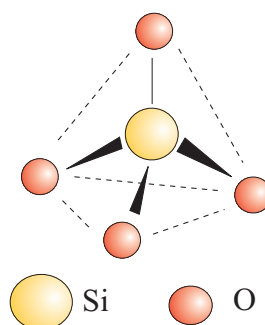


FIG. 1.20 – Tétraèdre  $SiO_4$

Chaque tétraèdre est relié aux quatre tétraèdres voisins par une liaison Si - O de son sommet. Cette structure est similaire à celle de la forme cristalline de la silice, mais elle est plus aléatoire et conduit à une absence de symétrie et de périodicité à longue distance. La majorité des atomes d'oxygène servent à former un pont qui relie deux tétraèdres  $SiO_4$ , on dit qu'ils sont *pontants*. Il ne le sont cependant pas tous, et permettent lorsqu'ils sont non-pontants, des liaisons ioniques avec d'autres éléments.

On peut modifier la structure du verre de silice par l'adjonction de *modificateurs* du réseau. En effet, contrairement à l'état cristallin, l'état vitreux

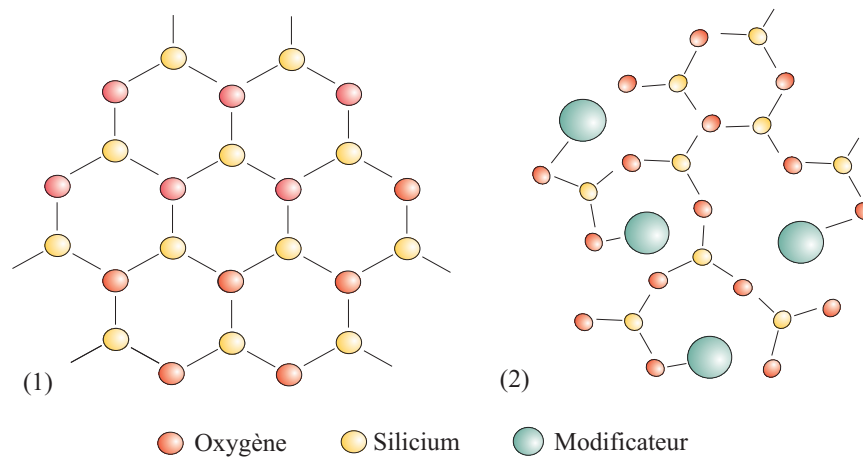


FIG. 1.21 – (1) Structure cristalline sur un plan du  $SiO_2$ . (2) Structure schématique de la matrice de silice altérée par l'introduction d'ions modificateurs.

est très tolérant vis-à-vis des atomes étrangers. Ces ions proviennent principalement des éléments des groupes *IA* et *IIA* du tableau périodique et également des groupes *IIIA*, *VA* et *VIIA* (voir tableau périodique p 32). Ils parviennent à trouver une place dans la structure du verre au prix d'une distorsion des liaisons chimiques environnantes qui modifie la densité et la viscosité du verre. Il existe deux types de déformations dues aux modificateurs :

- La transformation d'un oxygène pontant en un oxygène non-pontant . Le modificateur casse une liaison Si - O, ce qui rompt localement la connexion entre les tétraèdres et désorganise davantage la structure (Figure 1.21). L'ajout de sodium permet, par exemple, d'abaisser la température de fusion de la silice vitreuse. Cet élément est ajouté dans la composition des vitrages commerciaux afin de diminuer leur coût de production.
- La substitution d'un élément formateur à un atome de Si. Un autre élément formateur tel que le germanium (Ge) ou le bore (B) peut prendre la place de l'atome de Si dans le tétraèdre de  $SiO_4$ . Les fibres de télécommunications et la plupart des lasers ou amplificateurs à fibre sont composés de ces verres substitués.

L'ajout d'éléments modificateurs de la silice est courant et certains font partie de la composition des fibres standard ou sont largement utilisés pour leurs propriétés particulières que nous allons survoler brièvement.

- La substitution du silicium par le germanium est utilisée pour aug-



menter l'indice optique du verre (voir paragraphe 2.1.2.1, p 69). Elle conserve la forme tétraédrique de la silice pure [43].

- L'oxyde d'aluminium, l'alumine ( $Al_2O_3$ ), peut être incorporé à la silice en remplacement de certains ions de silicium, mais comme  $Al^{3+}$  est un trivalent, il modifie localement la structure tétraédrique. Il se place en configuration tétraédrique ( $AlO_4^-$ ) qui distord le réseau du verre. Il est utilisé pour augmenter la solvabilité des terres rares dans le verre de silice. En effet, l'ajout de cet élément permet d'insérer plus de terres rares dans le verre tout en limitant la formation d'agrégats [44]. L'aluminium est enfin utilisé dans les amplificateurs à fibre en silice dopée à l'erbium car il permet de modifier la forme des spectres d'émission et d'absorption de cette terre rare [4]. Ces deux derniers points montrent que les terres rares sont insérées dans un environnement proche de l'aluminium. L'aluminium est également utilisé comme réhausseur de l'indice de réfraction.
- Le verre de phosphate est, lui aussi, basé sur une structure tétraédrique [43]. Comme P est pentavalent, il crée une double liaison avec l'oxygène  $P = O$ , rendant ainsi l'oxygène non-pontant (Figure 1.22). La densité et la viscosité du verre sont plus faibles. C'est un *fondant*, l'adjonction de 2 % de phosphore permet typiquement d'abaisser la température de travail de la silice de  $200^\circ C$ . Il permet d'augmenter l'indice optique à peu près de la même manière que le germanium. Le bore est lui aussi un fondant, mais la biréfringence provoquée par le  $B_2O_3$  altère les qualités de transmission des fibres et il abaisse l'indice optique.

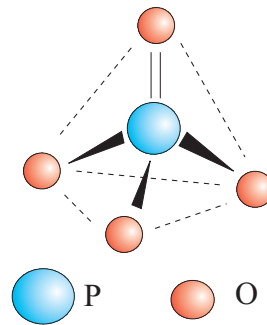


FIG. 1.22 – Tétraèdre de  $PO_4$  avec un oxygène non-pontant à cause de la double liaison  $P = O$

- On utilise le fluor, comme correcteur négatif d'indice, en liaison avec le phosphore pour obtenir un verre optiquement semblable à la silice, mais de température de fusion beaucoup plus basse. Le fluor s'incorpore au réseau de silice pour former  $SiO_3F$ . L'atome F est alors non-pontant,

et le tétraèdre  $SiO_3F$  n'est plus lié au réseau que par trois atomes d'oxygène.

Nous pouvons incorporer ces éléments dans la silice. Puisque nous voulons créer un environnement favorable pour le thulium, c'est-à-dire où l'énergie de phonon est plus faible que celle de la silice, nous allons étudier les éléments dont l'énergie vibrationnelle de leur forme oxydée est basse. Si on regarde le tableau 1.3, où sont indiqués les principaux composés d'oxyde, on voit que certains éléments sont favorables pour le codopage de la silice. Il s'agit :

- du germanium ( $E_{phonons}^{GeO_2} = 900 \text{ cm}^{-1}$ ),
- de l'antimoine ( $E_{phonons}^{Sb_2O_3} = 700 \text{ cm}^{-1}$ )
- du tellure ( $E_{phonons}^{TeO_2} = 770 \text{ cm}^{-1}$ )
- de l'aluminium ( $E_{phonons}^{Al_2O_3} = 860 \text{ cm}^{-1}$ ).

C'est donc ces éléments qui ont été retenus, dans un premier temps, pour la modification de l'environnement du thulium. Nous verrons cependant au chapitre 2 qu'ils ne possèdent pas tous la même capacité d'intégration à la silice et que, même une fois dans le cœur des fibres, ils n'ont pas le même effet sur les désexcitations non radiatives.

### 1.2.2.2 Bibliographie

Nous allons maintenant présenter une revue bibliographique des principaux articles parus sur l'amplificateur à fibre dopée au thulium. Nous verrons ainsi les TDFAs qui ont été réalisés jusqu'à présent dans différents verres, principalement le verre fluoré, et nous nous intéresserons aux différents montages proposés. Le choix du schéma de pompage est notamment déterminant pour la qualité de la conversion de puissance de pompe de l'amplificateur.

#### Verres fluorés

Le verre fluoré possède, comme nous l'avons vu, une énergie de phonon faible qui rend la transition à 1470 nm efficace. Les premiers amplificateurs ont été réalisés dans ce type de verre. En 1995, quasiment simultanément, deux équipes [45] [46] parviennent à obtenir les premiers résultats d'amplification dans une fibre dopée au thulium. Dans les deux cas, le schéma de pompage est effectué avec une seule longueur d'onde.

#### Description des premiers montages

- Komukai et al [45] :

L'équipe de Komukai, des NTT *Transmission Systems Laboratories, Tokai, Japon*, a choisi d'utiliser un pompage par *upconversion* à  $1064\text{ nm}$  (cf figure 1.23). L'intérêt de ce pompage est de ne nécessiter qu'une seule longueur d'onde de pompe, rendue disponible grâce au laser Nd :YAG. Les ions au niveau fondamental absorbent tout d'abord la pompe pour être excités sur le niveau  $^3H_5$ . De là, ils se dés excitent quasiment instantanément vers le niveau  $^3F_4$  par relaxation multiphononique. Ils ré-absorbent un photon de pompe et se retrouvent sur le niveau  $^3F_{2,3}$  et se dés excitent non radiativement vers le niveau  $^3H_4$  pour réaliser l'inversion de population. C'est un schéma de pompage qui est complexe car il emploie deux niveaux avec des sections efficaces d'absorption différentes et donc l'inversion de population est très dépendante de la longueur d'onde de pompe autour de cette valeur.

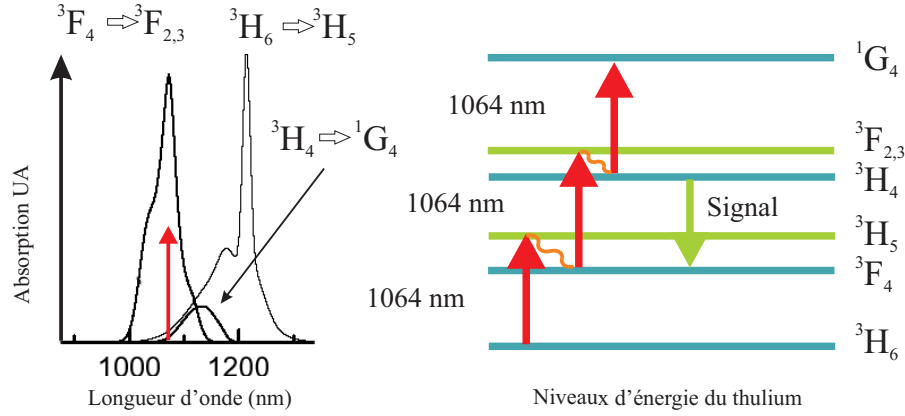


FIG. 1.23 – Schéma du pompage utilisé par Komukai

On remarque également sur la figure 1.23 que le premier pompage, vers le niveau  $^3H_5$ , est dans la queue de la bande d'absorption, alors que le second ( $^3F_4 \rightarrow ^3F_{2,3}$ ) est très résonnant. Il est à noter que la pompe peut encore être absorbée à partir de ce niveau vers le niveau  $^1G_4$ , ce qui rend le pompage moins efficace même si cette absorption est très faible.

Le montage de mesure de gain utilisé est simple (figure 1.24). La pompe et le signal sont injectés dans le même sens en début de fibre grâce à un coupleur WDM. Le signal, de  $1440\text{ nm}$  à  $1540\text{ nm}$ , est émis par une diode laser accordable à cavité externe. Les différentes longueurs d'onde du signal sont couplées dans la fibre fluorée dopée au thulium, les uns après les autres. La puissance du signal en entrée est mesurée grâce à un puissance-mètre situé après le coupleur et le signal amplifié est mesuré en sortie par un analyseur de spectre. Les fibres en verre fluoré ne sont pas soudées avec les fibres du WDM

en silice. Elles sont simplement mises en contact et les auteurs ont ajouté du liquide d'indice pour éviter les réflexions et la formation d'une cavité Fabry-Perot entre les deux fibres clivées en regard. La fibre amplificatrice mesure  $10\text{ m}$ , a un cœur de  $4\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre, une ouverture numérique de  $0,27$  et une concentration en thulium de  $2000\text{ ppm}$ . C'est la concentration maximale autorisée pour éviter les transferts d'énergie entre les ions  $\text{Tm}^{3+}$  [2].

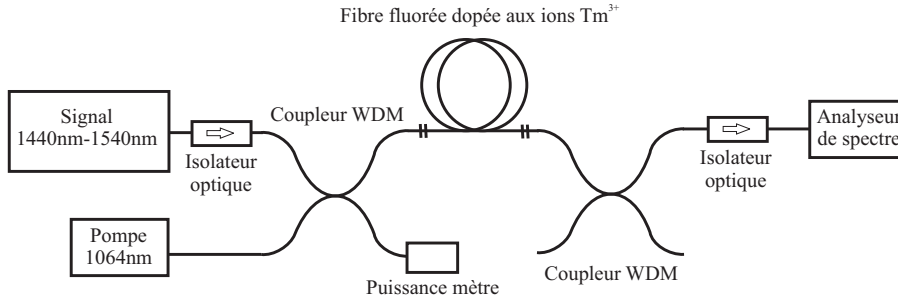


FIG. 1.24 – Montage de mesure de gain dans la bande S de Komukai

Avec ce montage, Komukai et ses collaborateurs parviennent à obtenir pour la première fois un gain maximum de plus de  $10\text{ dB}$  pour  $90\text{ mW}$  de puissance de pompe avec une faible puissance des signaux ( $-30\text{ dBm}$ , soit  $1\text{ }\mu\text{W}$ ) et  $23\text{ dB}$  pour  $160\text{ mW}$ . La bande de gain s'étend de  $1440\text{ nm}$  à  $1520\text{ nm}$  avec une largeur à mi hauteur de  $60\text{ nm}$ . On observe sur la figure 1.25 que le spectre du gain du thulium n'est pas plat. C'est un problème pour un amplificateur de ligne optique car tous les signaux doivent être amplifiés également.

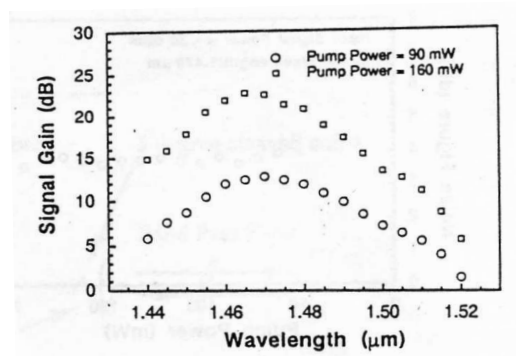


FIG. 1.25 – Spectre du gain de Komukai avec une fibre en verre fluoré [45]

- Sakamoto *et al* [46] :

Sakamoto, de la compagnie *Anritsu Co, Japon*, a employé un autre schéma de pompage simple à  $800\text{ nm}$  (figure 1.26). Il consiste à pomper directement les ions du niveau fondamental vers le niveau  $^3H_4$ . Dans ce cas, l'amplificateur fonctionne sur un système à 4 niveaux où le niveau haut a une durée de vie plus courte que le niveau bas. C'est un système "se terminant tout seul" (en anglais *self terminated*). Le temps de vie du niveau inférieur étant beaucoup plus important que celui du niveau supérieur, l'inversion de population est très difficile à obtenir. Pour résoudre ce problème, Sakamoto a utilisé une fibre codopée aux ions thulium et holmium. La présence de l'ion  $Ho^{3+}$  sert à vider la population du niveau  $^3F_4$  du thulium. Si les ions sont suffisamment proches, il y a un transfert d'énergie entre les deux terres rares.  $^3F_4 \rightarrow ^3H_6 \iff ^5I_8 \rightarrow ^5I_7$ . Les ions  $Tm^{3+}$  sont alors sur le niveau fondamental et peuvent absorber à nouveau un photon de pompe.

Sakamoto *et al* ont ainsi obtenu  $18\text{ dB}$  de gain pour une puissance de pompe de  $150\text{ mW}$ .

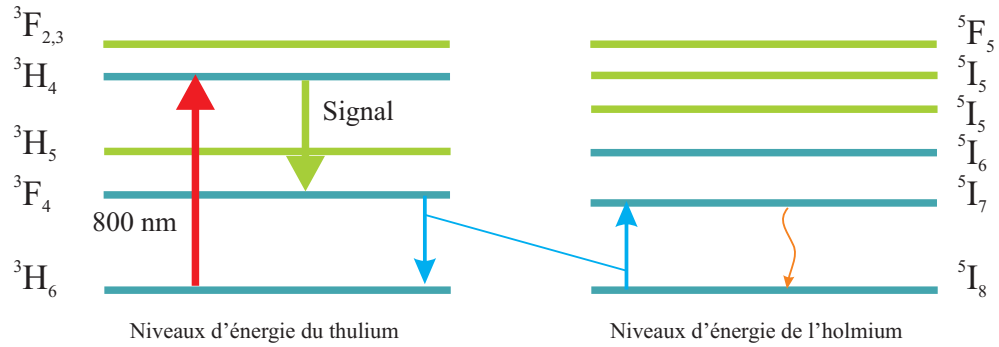


FIG. 1.26 – Schéma du pompage à 800 nm de Sakamoto, avec transfert d'énergie  $Tm^{3+} \iff Ho^{3+}$

### D'autres schémas de pompage

Une fois le principe de l'amplification optique grâce au thulium validé expérimentalement, d'autres équipes se sont efforcées d'améliorer l'efficacité du montage, toujours avec un verre fluoré. L'amélioration est tout d'abord venue de l'étude de nouveaux schémas de pompage utilisant deux longueurs d'onde de pompe simultanément. La richesse des niveaux d'énergie du thulium permet une grande variété de schémas de pompage pour rechercher la configuration la plus efficace.

- Roy et al [1] :

En 2001, pendant son doctorat dans l'équipe des *réseaux et transmissions photoniques* chez *Alcatel (Marcoussi)*, Fabien Roy est l'auteur d'un montage astucieux permettant d'obtenir un PCE de 47%. Une seule longueur d'onde, générée à  $1117\text{ nm}$  par une fibre laser à double gaine dopée à l'Ytterbium, est utilisée pour créer un effet Raman dans une fibre germano-silicate. En utilisant des réseaux de Bragg appropriés, il en résulte une émission Stokes à deux longueurs d'onde. 80 % de la puissance est émise à  $1400\text{ nm}$  et 7 % à  $1238\text{ nm}$ . L'astuce du montage consiste donc à fournir de l'énergie au système avec une seule source, mais deux longueurs d'onde sont utilisées pour installer l'inversion de population du  $Tm^{3+}$  (figure 1.27).

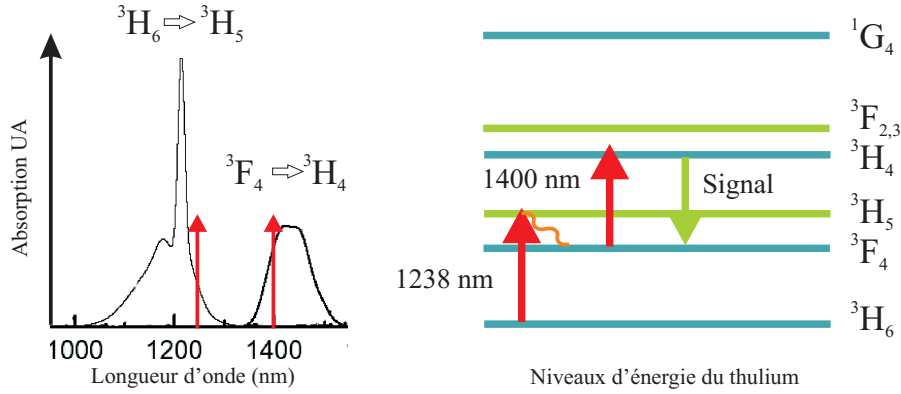


FIG. 1.27 – Schéma du pompage utilisé par Roy

Il parvient ainsi à obtenir un gain maximum de  $13\text{ dB}$  pour des signaux envoyés simultanément de  $1470\text{ nm}$  à  $1500\text{ nm}$  avec une puissance de  $-1\text{ dBm}$  chacun, soit  $0,8\text{ mW}$ , et une pompe de  $400\text{ mW}$  (figure 1.28).

- Roy [2] :

Dans son mémoire de thèse, Roy rapporte également un autre montage utilisant deux longueurs d'onde de pompe à  $785\text{ nm}$  et  $1400\text{ nm}$ . La première pompe est accordée au maximum d'absorption sur la transition  $^3H_6 \rightarrow ^3H_4$  et permet d'exciter les ions  $Tm^{3+}$  sur le niveau  $^3H_4$ . La seconde dépeuple le niveau  $^3F_4$  des ions qui ont participé à l'amplification en les re-excitant sur

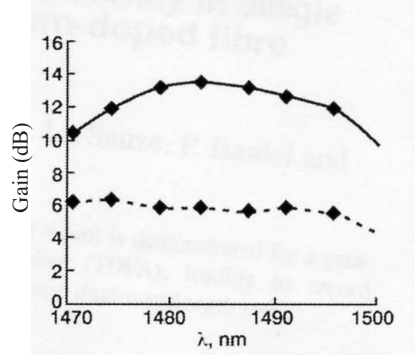


FIG. 1.28 – Spectre du gain obtenu par Roy (1238 nm + 1400 nm)

ce niveau. La longueur d'onde de la seconde pompe correspond à la queue de la bande d'absorption de manière à ne pas empiéter sur la bande d'émission. (voir figure 1.29).

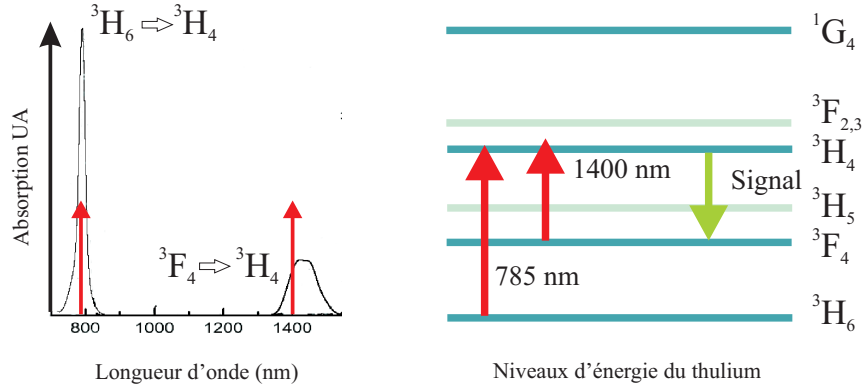


FIG. 1.29 – Schéma de pompage utilisé par Roy (785 nm + 1400 nm)

Le montage utilise les deux pompes contra-propagativement aux signaux de manière à privilégier le rendement et afin de permettre aux deux longueurs d'onde d'être présentes simultanément. Le pompage le plus efficace correspond à 110 mW à 785 nm et 370 mW à 1400 nm. Le rendement de conversion de la puissance de pompe est alors de 50% (figure 1.30).

Il est à noter que pour le même régime, mais avec des pompes co-propagatives, le rendement est plus faible.

La figure 1.31 présente la puissance de sortie de chaque signal en fonction de la longueur d'onde pour  $-1\text{ dBm}$  en entrée et une puissance de pompe

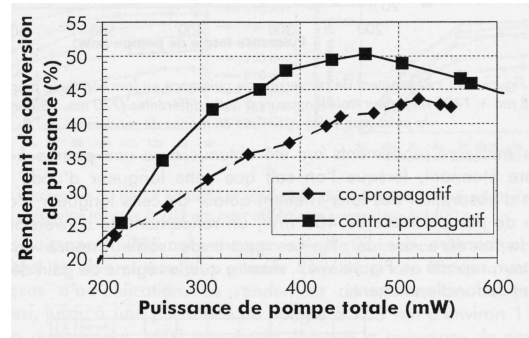


FIG. 1.30 – Rendement de conversion de puissance (785 nm + 1400 nm) en contra et co-propagatif [2]

totale de 510 mW.

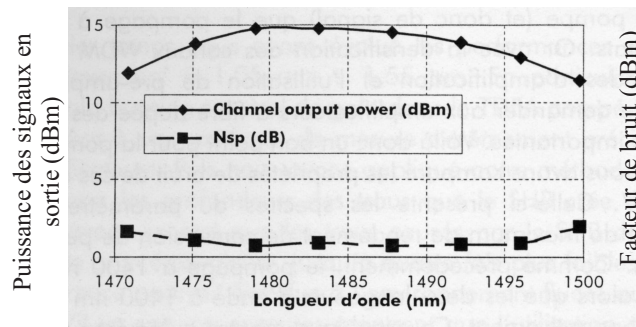


FIG. 1.31 – Puissance des canaux en sortie pour un pompage co-propagatif et une puissance unitaire des signaux de  $-1\text{ dBm}$  [2]

- Gomes [47] :

En 2003, l'équipe de Gomes de *l'UFPE, Pernambuco, Brésil*, présente un TDFA pompé par deux lasers à 1050 nm et 800 nm (cf figure 1.32). Le montage est représenté sur la figure 1.33. La pompe à 800 nm, émise par



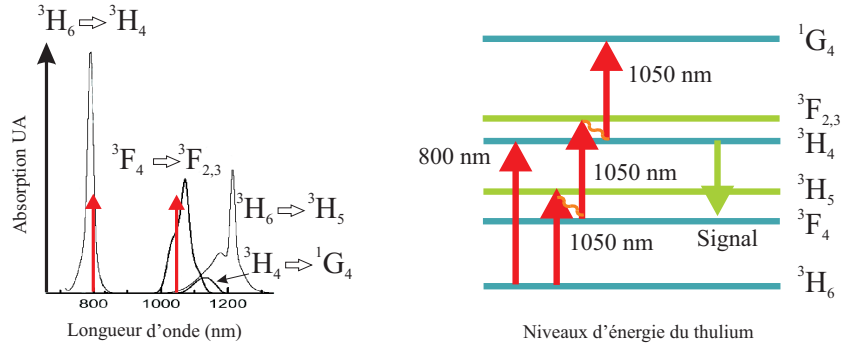


FIG. 1.32 – Schéma de pompage utilisé par Gomes (800 nm + 1050 nm)

un laser Titane : Saphir, excite directement les ions sur le niveau  $^3H_4$  grâce à une forte absorption de la pompe. La deuxième pompe par upconversion à 1050 nm, émise par un laser fibré à l'ytterbium pompé par une diode laser, sert surtout à repeupler le niveau  $^3H_4$ , en profitant de l'absorption forte à partir du niveau  $^3F_4$  vers  $^3F_{2,3}$ , qui se désexcite rapidement vers le niveau amplificateur. Cette pompe sert également à peupler le niveau  $^3F_4$ , mais l'absorption est faible pour cette longueur d'onde. Les deux pompes sont injectées dans la fibre amplificatrice dans deux directions opposées. Ce schéma permet une meilleure répartition des puissances sur la longueur de la fibre de manière à rendre le pompage plus efficace. La figure 1.34 montre le spectre de gain obtenu par Gomes.

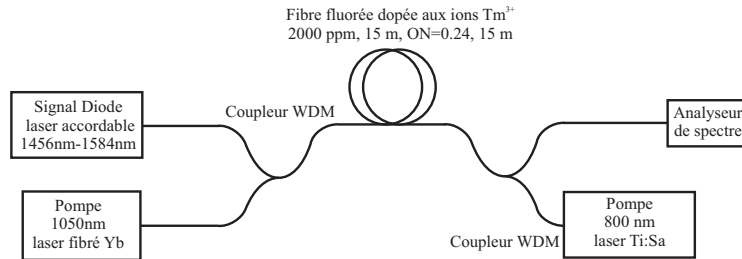


FIG. 1.33 – Montage de mesure de gain dans la bande S de Gomes

Nous avons vu qu'une grande variété de schémas de pompage a été développée pour rendre plus efficace les TDFAs. Nous avons présenté ici les montages les plus intéressants en terme de conversion de puissance de pompe, mais d'autres montages ont été proposés. La figure 1.35 synthétise les schémas de pompes expérimentés à ce jour.

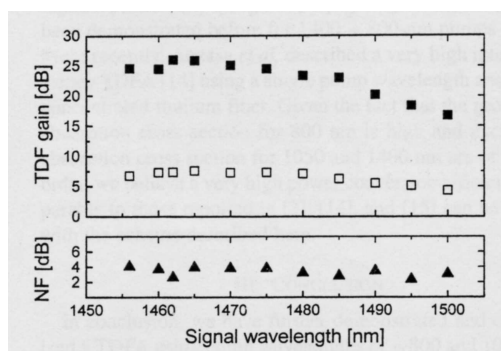


FIG. 1.34 – Spectre de gain dans la bande S obtenu par Gomes (800 nm + 1050 nm)

### Verres Tellures

D'autres verres à faible énergie de phonon, et avec une fabrication moins compliquée que celle du verre fluoré, ont été cherchés. En 1999, M. Naftaly, du *Department of Materials* de l'*université de Leeds*, est la première à proposer de réaliser le TDFA dans un verre d'oxyde de tellure (TDTFA) [51]. Nous avons vu que l'énergie de phonon du verre de tellure était de  $770\text{ cm}^{-1}$  entraînant une efficacité quantique de 30% de la transition à 1470 nm. C'est une étude préliminaire de la faisabilité du TDFA tellure qui s'est limitée à étudier le temps de vie du niveau  $^3H_4$  des ions de  $Tm^{3+}$  dans un verre massif. Elle a également remarqué que le pic de fluorescence à 1470 nm était 50 % plus large dans ce verre que dans le verre fluoré, ce qui est avantageux pour l'amplification sur une grande bande passante.

Après une première étude de l'effet de la composition sur la spectroscopie du thulium [52], la réalisation expérimentale du TDTFA a été faite à l'ORC de Southampton en 2002 par Ng *et al* [53]. Ils ont utilisé un schéma de pompage à deux longueurs d'onde (795 nm + 1064 nm) pour parvenir à un gain maximum de 7 dB (figure 1.36) à petits signaux pour 250 mW de pompe co-propagative. Le principal avantage de ce dispositif par rapport à un verre fluoré est qu'il montre un spectre de gain plus large, permettant d'amplifier des signaux jusque dans la bande C. Remarquons que la fibre tellure utilisée présente de très fortes pertes de fond à 1400 nm de 8,5 dB/m.

En 2003, Caponi *et al* [54], de la même équipe, ont obtenu un gain proche de 10 dB avec le même type de montage et une fibre aux pertes de fond à 1400 nm optimisées à 2,5 dB/m. Les pertes d'insertion au couplage dans la fibre tellure sont de 6,2 dB. Cette valeur très importante devra être réduite pour pouvoir donner un TDTFA opérationnel pour les lignes télécoms.

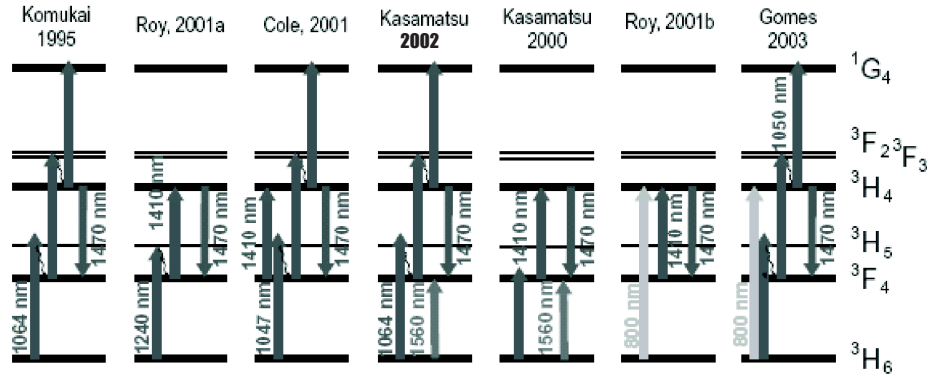


FIG. 1.35 – Résumé des schémas de pompage proposés pour le TDFA par Komukai [45], Roy [1] et [2], Cole [48], Kasamatsu [49] et [50], Gomes [47]

Récemment, en 2004, Taylor *et al* [55], toujours de l'ORC, ont obtenu le meilleur résultat à ce jour à notre connaissance. Avec un schéma de pompage à trois longueurs d'onde ; 795 nm + 1064 nm en co-propagatif et 1047 nm en contra-propagatif et une puissance totale des pompes d'environ 800 mW, ils ont obtenu, en comparant la puissance des signaux en sortie avec et sans pompe, un gain maximum à petit signal de 11dB. Les pertes d'insertion de la fibre dopée sont de 22 dB.

Nous avons passé en revue les différentes expériences menées sur les TDFA ces dernières années. Il apparaît que ce verre permet d'obtenir des gains intéressants, sur une large bande de longueur d'onde, pour des puissances de pompe disponibles avec les sources actuelles. Cependant ce matériau présente des résultats qui sont bien moins performants que ceux des fibres en verre fluoré et avec des problèmes de raccords, qui le rend encore difficilement utilisable dans une ligne optique standard. Les fibres ne peuvent pas être soudées aux fibres en silice entraînant des pertes de couplage très importantes de plus de 15 dB.

### Verre à base de silice

Malgré les résultats des verres fluorés et tellure, et devant l'intérêt de réaliser un TDFA réellement utilisable dans une ligne optique du réseau standard, des solutions avec un verre à base de silice ont été cherchées. L'utilisation de ce verre demande une étude poussée sur la composition de matériau, pour surmonter le problème des désexcitations non-radiatives (1.2.1.5), et peu d'efforts ont été faits jusqu'à présent qui soient couronnés de succès. Nous allons

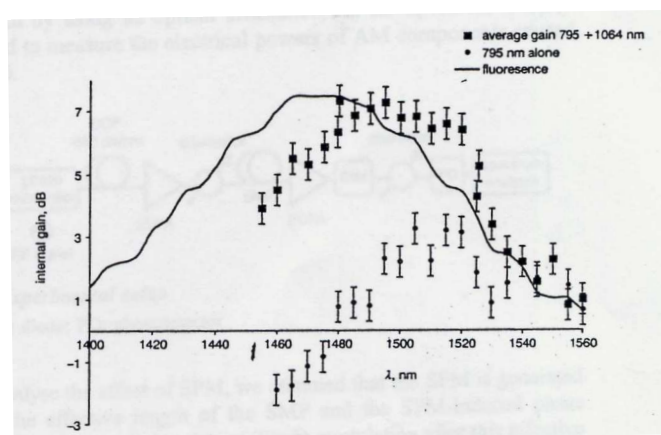


FIG. 1.36 – Spectre de gain de Ng

voir maintenant les recherches récentes effectuées sur les amplificateurs à fibre optique en verre silicate, ou silice, dopée au thulium (TDSFA en anglais *Thulium Doped Silica Fibre Amplifier*).

Les premiers à s'intéresser aux fibres en silice dopées au thulium sont Hanna en 1990, pour réaliser un laser à  $2\mu m$  [26], et Lincoln en 1992 [56], qui a étudié l'effet de la composition du cœur des fibres, surtout du germanium, sur la fluorescence. Il a également mesuré un temps de vie du  $Tm^{3+}$  de  $20\mu s$  pour une fibre germanosilicate, ce qui est une amélioration très faible par rapport à la silice pure. Il ne s'est pas intéressé à l'amplification en bande S.

- Samson [57] :

L'équipe de Samson de *Corning* a réalisé en 2000 un amplificateur avec une fibre silicate multicomposant (MCS *MultiComponent Silicate*). La composition du verre de la fibre n'est pas précisée dans la référence, mais l'a été dans une autre publication de revue sur les fibres MCS appliquées aux EDFA [58]. Il s'agit d'un verre composé à environ 50 % de  $Sb_2O_3$ . Ils ont mesuré un temps de vie  $\tau_{3H_4}$  de  $450\mu s$ , bien supérieur aux  $14\mu s$  de la silice pure, indiquant que les désexcitations non-radiatives ont été radicalement réduites. La courbe de décroissance est d'ailleurs parfaitement ajustée par une exponentielle simple contrairement à ce qui est habituellement mesuré sur les fibres en silice<sup>7</sup> [56]. Cet effet est attribué à la modification locale de

<sup>7</sup>La décroissance non exponentielle de la fluorescence à partir du niveau  $^3H_4$  est discutée dans le paragraphe 2.1.3.3 du chapitre 2

l'environnement du thulium. Avec un schéma de pompage à deux longueurs

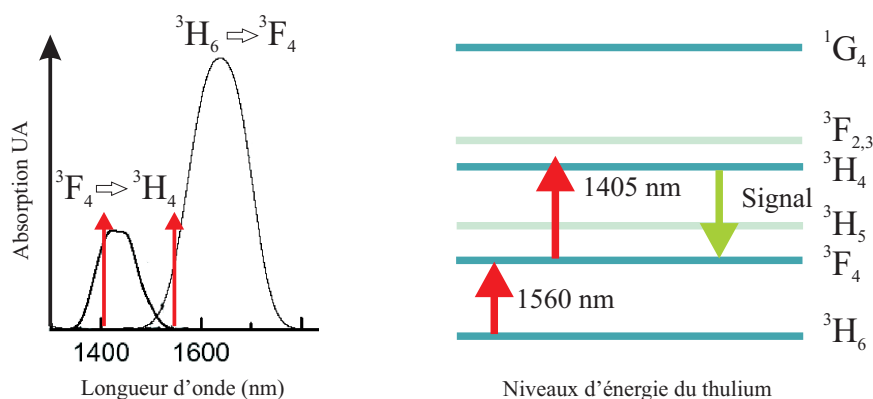


FIG. 1.37 – Schéma de pompage (1560 nm + 1405 nm) utilisé par Samson

d'onde (1560 nm + 1405 nm figure 1.37), ils ont obtenu un gain maximal de plus de 30 dB à faible signal pour une puissance de pompe totale d'environ 1050 mW. La largeur du spectre de gain à mi-hauteur est de 60 nm ce qui est supérieur à celles trouvées pour les TDFA en verre fluoré.

Cependant, la silice multicomposant utilisée est très différente de la silice des fibres standard. Outre le fait que sa réalisation est plus complexe que par le procédé MCVD, cette fibre ne peut pas être soudée aux fibres en silice. - Cole [48] :

En 2001, Cole *et al*, du *Naval Research Laboratory, Washinton*, ont présenté en conférence les premiers résultats d'amplification dans une fibre en silice fabriquée par le procédé MCVD, suffisamment proche des fibres des réseaux standard pour être raccordée à celles-ci par une soudure. Ce sont les premiers à réellement appliquer l'idée de la modification de l'environnement de thulium pour la réalisation de l'amplificateur dans un verre de silice. La modification de la composition du cœur n'est malheureusement pas détaillée. Elle permet d'augmenter le temps de vie du niveau  $^3H_4$  jusqu'à  $55 \mu s$ . Grâce à cette amélioration, ils ont obtenu un gain maximum de 8 dB dans la bande S pour une puissance totale de pompe de 1800 mW à 1410 nm et 1047 nm. La même configuration à basse température permet d'avoir un gain maximum de 13 dB.

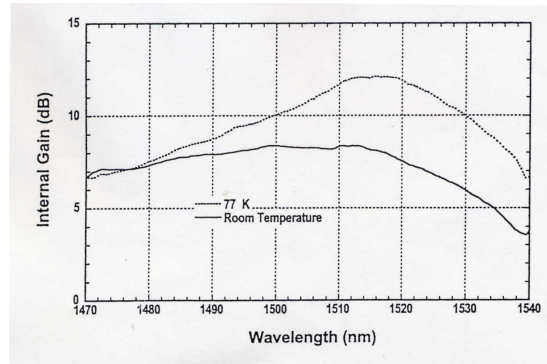


FIG. 1.38 – Spectre de gain de Cole

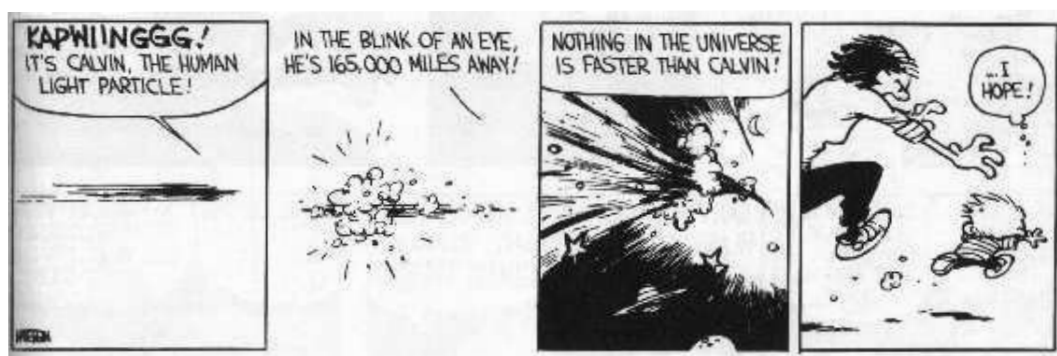
### 1.3 Conclusion du chapitre 1

Le principe de l'amplificateur à fibre en silice dopée au thulium et la modification de l'environnement des ions de terre rare pour réduire les désexcitations non-radiatives ont donc été étudié et montre des premiers résultats intéressants. Cependant, ces résultats sont loin de ceux des verres fluorés et le TDSFA est encore loin d'être un composant fonctionnel pour une intégration dans les réseaux de télécommunications optiques. La fibre optique en silice dopée au thulium apparaît néanmoins comme la meilleure solution au besoin d'accroissement des débits des réseaux de télécommunications optiques futurs. Cependant, avant d'arriver à ce résultat, une étude profonde et de longue haleine doit être réalisée sur le matériau, pour permettre d'identifier les éléments favorables pouvant être intégrés à la silice, afin d'abaisser l'énergie de phonon perçue par le thulium. Il faut également mettre au point les processus de fabrication compatibles avec la méthode MCVD de fabrication des préformes qui nous permettront de fabriquer le verre des TDSFA. C'est de ce travail dont rend compte le présent mémoire. Comme il s'agit avant tout d'une étude sur les matériaux, et l'effet de la modification de la composition du cœur de la fibre de silice sur la spectroscopie du thulium, il se place très en amont d'une application pour les télécommunications.



## Chapitre 2

### Augmentation de la durée de vie



*Dans ce chapitre, nous étudions l'effet de la modification de l'environnement du thulium dans la silice sur la spectroscopie de cette terre rare, et plus particulièrement sur les désexcitations non-radiatives à partir du niveau  $^3H_4$ . Nous abordons dans cette partie la fabrication des échantillons et leurs caractérisations. Nous verrons que l'ajout d'aluminium permet de limiter les désexcitations non-radiatives.*



## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Méthodes de fabrication et de caractérisation . .</b>	<b>65</b>
2.1.1	Fabrication . . . . .	65
2.1.1.1	Fabrication des préformes par MCVD . .	65
2.1.1.2	Dopage par diffusion ionique en phase li- quide . . . . .	67
2.1.1.3	Rétreint . . . . .	68
2.1.1.4	Fibrage . . . . .	68
2.1.2	Caractérisation de la composition du cœur . . . . .	69
2.1.2.1	Composition en oxydes . . . . .	69
2.1.2.2	Concentration en ions de thulium, me- sure de l'absorption dans les FODTR . .	71
2.1.3	Durée de vie du niveau $^3H_4$ . . . . .	72
2.1.3.1	Principe de la mesure . . . . .	73
2.1.3.2	Montage . . . . .	74
2.1.3.3	Définition du temps de vie . . . . .	75
2.1.3.4	Fonction continue d'exponentielles . . . .	76
2.1.3.5	Temps de vie à $\frac{1}{e}$ . . . . .	77
<b>2.2</b>	<b>Réalisation et caractérisation des fibres . . . . .</b>	<b>77</b>
2.2.1	Cœur dopé au germanium . . . . .	77
2.2.1.1	Fabrication . . . . .	77
2.2.1.2	Durée de vie . . . . .	79
2.2.2	Cœur dopé à l'antimoine . . . . .	80
2.2.2.1	Fabrication . . . . .	80
2.2.3	Cœur dopé au phosphore . . . . .	82
2.2.3.1	Fabrication . . . . .	82
2.2.3.2	Durée de vie . . . . .	82
2.2.4	Cœur dopé à l'aluminium . . . . .	83
2.2.4.1	Fabrication . . . . .	83
2.2.4.2	Durée de vie . . . . .	88
2.2.5	Résumé des caractéristiques des fibres étudiées . .	91
<b>2.3</b>	<b>Réduction des désexcitations non-radiatives . . .</b>	<b>92</b>
2.3.1	Modification du champ cristallin . . . . .	92
2.3.1.1	Fluorescence à $1470\text{ nm}$ . . . . .	92
2.3.1.2	Absorption . . . . .	94
2.3.2	Taux de désexcitations non-radiatives . . . . .	96
2.3.3	Environnement local . . . . .	98
<b>2.4</b>	<b>Conclusion du Chapitre 2 . . . . .</b>	<b>101</b>

---

## 2.1 Méthodes de fabrication et de caractérisation

Au cours du chapitre 1, nous avons vu l'intérêt de modifier la composition du cœur des fibres en silice dopées au thulium pour abaisser l'énergie de phonon perçue par les ions de terre rare. Nous avons identifié, au paragraphe 1.2.2.1 (p 46), les éléments qui pouvaient être intégrés à la silice afin de jouer un rôle favorable sur les désexcitations non-radiatives. Il s'agit des éléments dont la forme oxydée possède une énergie de phonon plus faible que celle de la silice : Ge, Sb, Te, Al. Ces éléments doivent être ajoutés au verre de silice lors de la fabrication des préformes. La technique MCVD, utilisée au laboratoire pour la fabrication des préformes, est une des techniques de fabrication standard des fibres optiques en silice. Nous recherchons des éléments dont l'insertion est compatible avec la MCVD. Nous allons voir dans la section suivante le principe de notre méthode de fabrication des fibres optiques en silice modifiée. Nous renvoyons le lecteur qui souhaite en savoir plus sur la MCVD à la littérature conséquente qui lui est consacrée, notamment [59] et [60].

### 2.1.1 Fabrication

#### 2.1.1.1 Fabrication des préformes par MCVD

Nous allons commencer par voir la fabrication des préformes par la technique MCVD. Cette méthode permet de fabriquer une grande variété de préformes. Les dimensions de la fibre résultante, son ouverture numérique, le profil du cœur, peuvent être adaptés simplement aux besoins en modifiant les processus de distribution des réactifs chimiques, contrôlés informatiquement. Le fibrage<sup>1</sup> est une réduction d'échelle de la préforme pour donner la fibre optique de diamètre contrôlé. Les compositions des deux guides optiques sont à peu de chose près identiques. Les paramètres de la fibre optique sont donc choisis lors de la fabrication de la préforme.

Le principe de la MCVD consiste à déposer des réactifs d'une grande pureté sur la surface intérieure d'un tube substrat, puis de le rétreindre pour fermer le trou central, jusqu'à former un barreau. La phase de déposition est basée sur l'oxydation à haute température du  $\text{SiCl}_4$  et des autres composants, pour former un verre à haute composition de silice.

Pour réaliser ces opérations, un tube de silice d'un diamètre de l'ordre de 18 mm et d'une longueur d'environ 25 cm, est monté horizontalement sur un

---

<sup>1</sup>voir paragraphe 2.1.1.4

tour de verrier (dont les mords sont synchronisés). Il est chauffé localement à des températures de l'ordre de  $1500^{\circ}\text{C}$  au moyen d'un chalumeau en translation horizontale le long du tube. Le mandrin entraîne le tube substrat en rotation autour de son axe, à raison de quelques dizaines de tours par minute, afin d'assurer l'homogénéité azimutale du chauffage et de maintenir la symétrie cylindrique. Les réactifs sont stockés dans des bulleurs à l'état liquide,

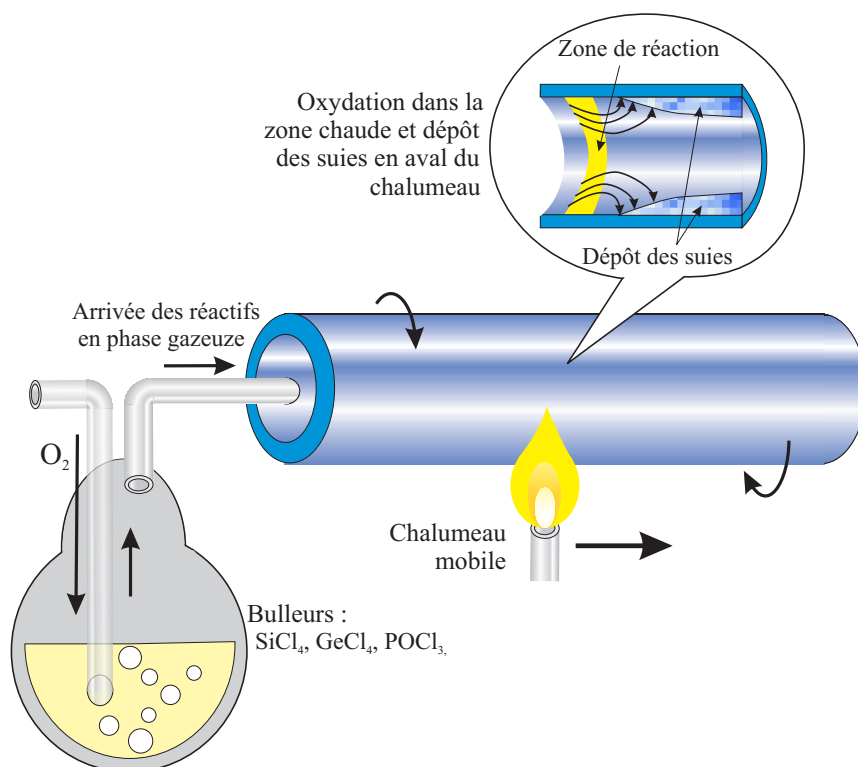
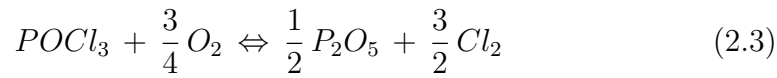
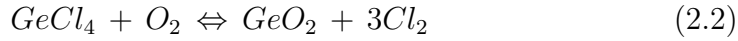


FIG. 2.1 – Fabrication des préformes par MCVD

sous les conditions de pression de vapeur saturante. Nous disposons au laboratoire de bulleurs de  $\text{GeCl}_4$ ,  $\text{SiCl}_4$ , et  $\text{POCl}_3$ . En faisant circuler un flux d' $\text{O}_2$ , qui sert de gaz vecteur, on entraîne les composés chimiques en phase vapeur. Ce processus sert d'étape de purification des éléments chimiques. Ils sont alors injectés, en quantité contrôlée, à une extrémité du tube. Le chalumeau parcourt le tube substrat d'amont en aval, créant un point chaud qui se déplace le long du tube. Sous l'effet de la chaleur, les réactifs subissent une réaction d'oxydation au niveau de la flamme. Des particules de verre submicroniques, des "suies", apparaissent et se déposent en aval, sur la paroi du tube. Le matériau déposé est ensuite densifié, lors du passage de la source

chaude, pour former une couche homogène, sur la longueur du tube, d'un verre de qualité optique.

Les réactions d'oxydation qui ont lieu sont les suivantes :



La synthèse à partir du  $CCl_2F_2$  n'est pas directe et demande de multiples réactions d'échanges.

On dépose autant de couches que nécessaire, en contrôlant avec précision le débit des réactifs grâce au flux d'oxygène envoyé dans les bulleurs, pour synthétiser la quantité souhaitée. Le tube substrat est complètement isolé de l'atmosphère extérieure par l'utilisation d'un joint tournant hermétique entre le tube substrat et le circuit d'arrivée des gaz. On évite ainsi la pollution par les impuretés ambiantes et l'eau.

### 2.1.1.2 Dopage par diffusion ionique en phase liquide

C'est la méthode qui permet d'incorporer les terres rares dans le cœur des préformes. Son principe est de faire adsorber les terres rares dans le cœur optique de la préforme, avant le rétreint, depuis une solution aqueuse ou alcoolique. La profondeur de pénétration des terres rares dans le verre constitue le rayon de dopage du cœur de la fibre. Afin d'avoir une surface d'échange suffisamment importante pour doper toute l'épaisseur du cœur optique, les couches à doper sont laissées poreuses. Le rayon de dopage dépend de l'épaisseur de la couche poreuse. Pour cela on effectue le dépôt du cœur à une température inférieure à celle utilisée pour une couche normale, car les "suies" ne sont pas alors complètement densifiées. Les conditions optimales de dépôt des couches poreuses ont été trouvées à la suite d'une étude précédente [61]. On peut ainsi obtenir des pores ouverts qui permettent à la solution de circuler le mieux possible et de maximiser la surface d'échange. Qualitativement, nous sommes sûrs que la couche déposée est constituée de pores ouverts lorsque la diffusion de la lumière est aisément perceptible à l'œil, c'est-à-dire lorsque la couche a un aspect blanc.

On réalise ensuite le trempage de la couche de cœur par la solution de dopage. Le tube est retiré du tour de verrier et est maintenu verticalement. On injecte ensuite la solution dans le tube grâce à une seringue, et on laisse les dopants s'adsorber pendant plusieurs heures dans la silice. Nous avons utilisé cette technique pour apporter les terres rares dans le cœur de la préforme. La concentration de la solution en chlorures détermine la concentration de ces éléments une fois intégrés dans la silice. Typiquement, avec notre montage, une solution de méthanol contenant  $8.10^{-4} \text{ mol.l}^{-1}$  de  $TmCl_3$  donne une fibre avec une concentration d'une cinquantaine de ppm en ions  $Tm^{3+}$ .

### 2.1.1.3 Rétreint

Après avoir vidé le tube, le dépôt poreux est asséché puis consolidé. On effectue alors le rétreint qui consiste à transformer le tube composite en préforme. Il est accompli en une dizaine de passes. Le chalumeau porte le tube à une température dépassant  $1900^\circ C$ . La viscosité de la silice diminue considérablement sous l'effet des tensions superficielles internes et externes du tube, le matériau subit alors un écroulement radial qui tend à épaissir les parois et à diminuer le diamètre du tube. Le flux gazeux, composé d'oxygène, est continûment adapté afin de compenser l'augmentation de pression dans le tube. Lors du déplacement du chalumeau, le tube subit ainsi un rétreint homogène, jusqu'à ce que, passe après passe, le trou central soit totalement réduit. La préforme ainsi obtenue a un diamètre de 8 à 15 mm.

### 2.1.1.4 Fibrage

Le fibrage est la transformation de la préforme en fibre optique par étirage à chaud. On l'installe verticalement dans un mandrin en translation verticale afin de faire passer la préforme à vitesse réduite dans un four à induction haute fréquence. La zone chaude du four porte une longueur de préforme d'environ 2 cm à  $1900 - 2000^\circ C$ ; la transformation de la préforme en fibre s'effectue dans cette zone. La fibre est tirée continûment vers le bas, à l'aide d'un cabestan dont la vitesse est contrôlée, afin d'obtenir un diamètre de fibre constant (à  $\pm 1 \mu m$  près pour notre tour de fibrage), mesuré en aval du four HF. La géométrie de la préforme est conservée dans la fibre par un rapport d'homothétie. La fibre est ensuite enduite d'une résine de polymère, réticulée dans un four UV. On obtient ainsi des fibres standardisées ayant un diamètre de l'ordre de  $125 \mu m$ .

### 2.1.2 Caractérisation de la composition du cœur

Avant de nous intéresser à la réalisation des différentes fibres en silice modifiée, nous allons voir de quelle manière nous avons caractérisé la composition du cœur des préformes et des fibres.

#### 2.1.2.1 Composition en oxydes

##### Indice optique

Sous leur forme oxydée, certains éléments que nous ajoutons sont connus pour élever l'indice optique du verre. On peut donc, en mesurant le profil d'indice sur la préforme, déterminer la concentration de ces oxydes pour des fibres dans lesquelles un seul élévateur d'indice a été ajouté. La figure 2.2 montre l'élévation d'indice du verre de silice en fonction de la concentration de différents oxydes connus, classiquement utilisés lors de la fabrication des FODTR.

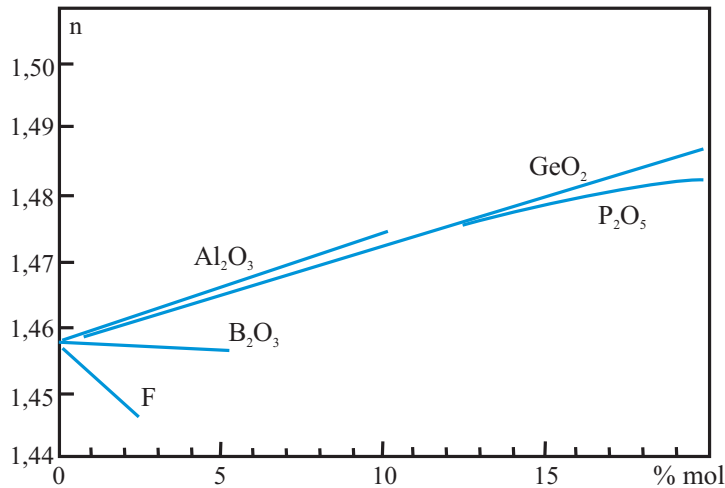


FIG. 2.2 – Variation d'indice en fonction du pourcentage molaire de dopants dans la silice ([62] pour  $GeO_2$ , [63] pour  $P_2O_5$ , [64] pour  $B_2O_3$ , [65] pour F et [66] pour  $Al_2O_3$ )

Les profils d'indice sont mesurés sur les préformes à l'aide d'un analyseur de profil P101 de *York Technology*. Cet appareil de mesure permet de déduire l'indice du verre sur un diamètre des préformes en analysant la déflexion d'un rayonnement. Les mesures ont été effectuées suivant deux axes orthogonaux pour contrôler la symétrie de révolution des préformes.

Nous avons également mesuré l'indice directement sur les fibres tirées à l'aide d'un S14 de *Photon Kinetics*, de manière à nous assurer de la similitude des profils dans les préformes et dans les fibres optiques. Le principe de la mesure repose sur la méthode du champ proche réfracté (en anglais *refracted near-field technique*). Les deux méthodes donnent des profils similaires, comme illustré sur la figure 2.3.

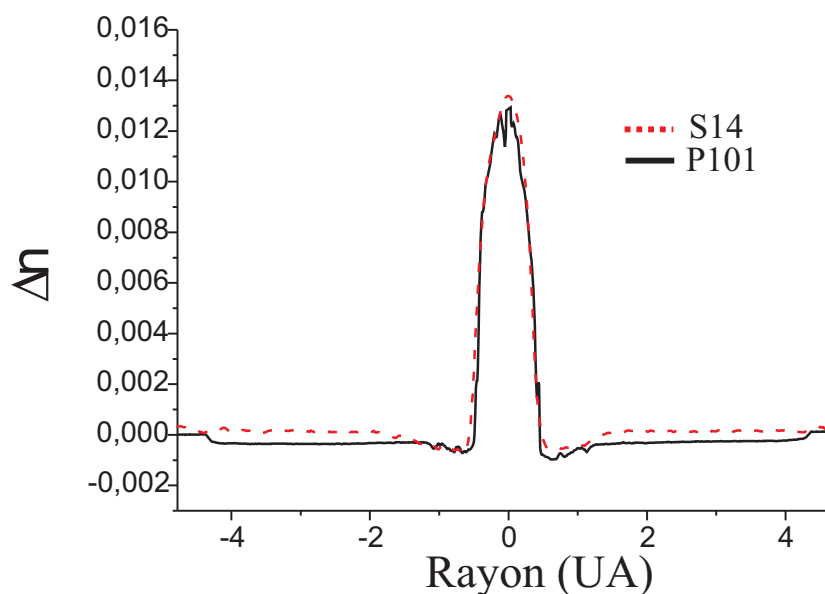


FIG. 2.3 – Comparaison entre les mesures de profil d'indice effectuées avec le P101 et le S14 sur une fibre (ou préforme) dont l'élévation d'indice est dû à l'aluminium

### Micro-Analyse par Sonde Electronique (EPMA)

Sur certaines préformes, la composition du cœur des préformes a été analysée par "micro-analyse par sonde électronique"<sup>2</sup> (*en anglais electron probe microanalysis* EPMA). On peut mesurer des concentrations en oxydes supérieures à 0,1 % *mol* avec une résolution spatiale de l'ordre de 0,15 mm. Les concentrations déduites de cette méthode et des mesures de l'indice de refraction sont en accord.

<sup>2</sup>Ces mesures ont été effectuées dans le cadre d'une collaboration avec l'IREE en république Tchèque

### 2.1.2.2 Concentration en ions de thulium, mesure de l'absorption dans les FODTR

Afin d'éviter les transferts d'énergie entre les terres rares, la concentration en  $Tm^{3+}$  a été ajustée à une centaine de particules par million (ppm). Cette faible proportion ne peut être détectée par EPMA et n'induit pas une élévation d'indice détectable. Nous avons alors utilisé les spectres d'absorption pour déterminer cette concentration.

#### Principe de la mesure d'absorption

$\alpha$  l'absorption linéique des terres rares dans la fibre, pour une longueur d'onde donnée  $\lambda$ , est donnée par :

$$\alpha(\lambda) [m^{-1}] = \sigma_{abs}(\lambda) [m^2] \cdot N_0 [m^{-3}] \cdot \Gamma(\lambda) \quad (2.4)$$

où  $\sigma_{abs}(\lambda)$  est la section efficace d'absorption entre deux niveaux atomiques. Nous avons utilisé comme référence la section efficace d'absorption à  $785 \text{ nm}$  ( $^3H_6 \rightarrow ^3H_4$ ) mesurée par Jackson [40] :  $\sigma_{^3H_6 \rightarrow ^3H_4}(785 \text{ nm}) = 8,7 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$ .  $N_0$  est la concentration en ions de thulium à l'état fondamental dans le cœur de la fibre.  $\Gamma(\lambda)$  est le facteur de recouvrement entre le ou les modes de propagation dans la fibre et les terres rares<sup>3</sup>.

On peut donc déduire la concentration des terres rares de la fibre qui sont à l'état fondamental par la mesure de l'absorption, déduite de la formule :

$$\alpha(\lambda) [dB/m] = \frac{10}{L [m]} \cdot \log\left(\frac{P_0(\lambda)}{P_L(\lambda)}\right) \quad (2.5)$$

où  $P_0(\lambda)$  et  $P_L(\lambda)$  sont les puissances en entrée et après la longueur  $L$  à la longueur d'onde  $\lambda$  dans la fibre.

La concentration totale des ions de thulium doit être mesurée en envoyant dans la fibre un signal de faible intensité, de l'ordre de quelques  $mW \cdot nm^{-1}$ . Ainsi, la majorité des ions se trouvent dans leur état fondamental et la concentration en  $Tm^{3+}$ ,  $N$ , est bien approximée par  $N_0$ .

Les concentrations de terres rares sont généralement données dans une unité mieux adaptée que les  $m^{-3}$ , les particules par million (ppm). Pour convertir les concentrations dans cette unité, nous prenons une densité de la silice de  $2,2 \text{ g.cm}^{-3}$ . La conversion s'effectue alors grâce à la formule :

$$N(ppm) = \frac{N(m^{-3})}{2,2 \cdot 10^{22} (ppm^{-1} \cdot m^{-3})} \quad (2.6)$$

---

<sup>3</sup>Voir la définition 3.4 de  $\Gamma$  p. 108



### Montage de la mesure d'absorption

Le montage expérimental de mesure du spectre d'absorption est décrit sur la figure 2.4. La méthode utilisée est celle de la fibre coupée. Un faisceau de lumière blanche, émise par une lampe halogène, passe dans un monochromateur afin de sélectionner une longueur d'onde. Le faisceau est ensuite couplé dans la fibre grâce à un objectif de microscope. La puissance lumineuse reçue en sortie,  $P_L(\lambda)$ , est mesurée grâce à un détecteur Si-Ge, sensible dans le visible et l'infrarouge ( $400\text{ nm}$  à  $1600\text{ nm}$ ). Cette opération est répétée pour tout le spectre afin d'obtenir une image de la transmission du système, avec une fibre de longueur  $L$ . Celle-ci est ensuite coupée, puis la même opération est répétée, de manière à mesurer  $P_0(\lambda)$ . On s'affranchit ainsi de la fonction d'appareil du montage (spectre non uniforme de la lampe, réponse du détecteur et du monochromateur). La formule 2.5 permet ensuite de calculer l'absorption. Les signaux étant de faible amplitude, une détection synchrone permet de les extraire du bruit.

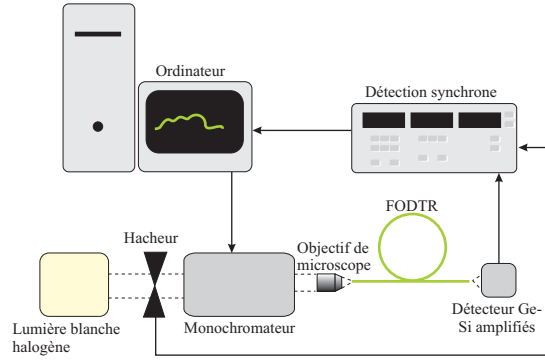


FIG. 2.4 – Schéma de montage de la mesure d'absorption

### 2.1.3 Durée de vie du niveau $^3H_4$

Nous allons voir dans cette section, la méthode de caractérisation principale de cette étude. La mesure de la durée de vie du niveau  $^3H_4$  permet d'étudier l'effet de la modification de l'environnement du thulium sur les désexcitations non-radiatives à partir du niveau  $^3H_4$ , ( $^3H_4 \rightarrow ^3H_5$ ) du thulium. En effet, nous avons vu dans le paragraphe 1.2.1.4, sur les relations 1.8 et 1.12, que la durée de vie était approximativement inversement proportionnelle au taux de désexcitations non-radiatives et proportionnelle à l'efficacité quantique de la transition à  $1470\text{ nm}$  du thulium. La mesure de durée de vie des niveaux atomiques excités est étudiée depuis de nombreuses années étant

donnée son importance pour les études spectroscopiques. Nous renvoyons le lecteur au livre de Demas [67] pour trouver une description approfondie de ce type de mesure. Nous nous limitons ici à décrire le principe des mesures dans le domaine temporel.

### 2.1.3.1 Principe de la mesure

Pour mesurer la durée de vie du niveau  $^3H_4$ , on excite directement, par un rayonnement pompe à  $785\text{ nm}$ , les ions  $Tm^{3+}$  de la fibre sur ce niveau atomique et on observe la décroissance de la fluorescence, une fois la pompe coupée. La fluorescence à partir de ce niveau étant bien plus importante vers le niveau fondamental  $^3H_6$  à  $800\text{ nm}$ , que vers le niveau  $^3F_4$  à  $1470\text{ nm}$  (voir les sections efficaces d'émission sur la figure 2.5(1)), la fluorescence est mesurée autour de  $800\text{ nm}$ . La photodiode à avalanche utilisée pour la détection de la fluorescence possède un temps de réponse long par rapport aux temps de vie à mesurer. Nous avons donc utilisé le principe de la convolution d'une porte temporelle avec le signal modulé en créneau. On envoie des impulsions créneaux de pompe en modulant l'alimentation du laser avec un générateur de tension et la fluorescence suit la modulation avec un retard dû au temps de vie du niveau atomique. On crée une porte temporelle, déclenchée par un repère temporel sur le signal modulé, durant laquelle on enregistre la fluorescence. On décale ensuite la porte temporelle lors des cycles suivants pour enregistrer la décroissance du signal (voir la figure 2.5(2)).

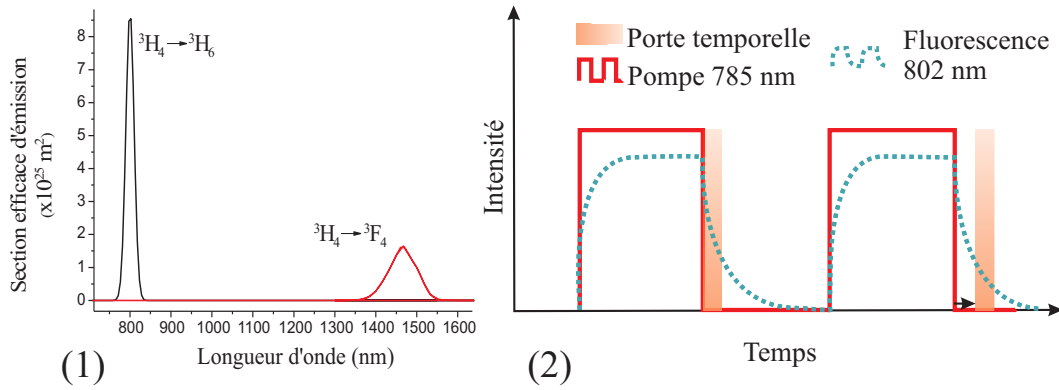


FIG. 2.5 – (1)Section efficaces des émissions  $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$  et  $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$  [40]  
(2) Principe de la mesure de durée de vie

### 2.1.3.2 Montage

La figure 2.6 montre le montage réalisé pour mesurer le temps de vie du niveau  $^3H_4$ . On excite la population des ions de thulium grâce à une diode laser de pompe émettant à  $785\text{ nm}$ . Cette longueur d'onde correspond au maximum d'absorption de la transition  $^3H_6 \rightarrow ^3H_4$  du thulium. On peut coupler jusqu'à  $30\text{ mW}$  de cette diode dans une fibre monomode. On utilise un coupleur monomode (50/50 à  $820\text{ nm}$ ) pour envoyer 60 % de la puissance de pompe vers la fibre dopée au thulium. Les mesures ont donc été réalisées en envoyant une quinzaine de  $\text{mW}$  dans la fibre à caractériser. Pour éviter les problèmes de ré-absorption de la fluorescence, on récolte la fluorescence contra-propagative au rayonnement de pompe. En repassant par le coupleur, près de 48 % de la fluorescence guidée est envoyée vers un analyseur de spectre. Celui-ci permet de contrôler la fluorescence reçue et de filtrer la pompe, ne laissant passer que le signal à  $802\text{ nm}$ . Il est ensuite envoyé vers le détecteur à avalanche d'un compteur de photon. Le déclin de la fluorescence dans le temps est enregistré par un ordinateur.

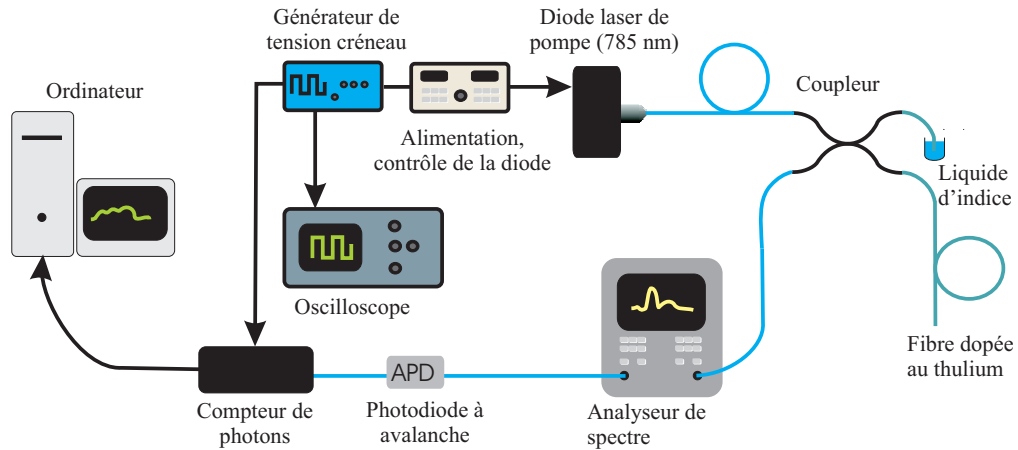


FIG. 2.6 – Montage de la mesure de durée de vie de  $^3H_4$

Le signal de pompe est modulé en crêteau grâce à un générateur de tension. On peut ainsi contrôler la fréquence des cycles d'excitation et de déclin de la fluorescence sur un oscilloscope. La tension du générateur est également envoyée vers le compteur de photon pour déclencher la détection. Pour nos mesures nous avons utilisé une porte temporelle d'acquisition de  $1\text{ }\mu\text{s}$ , qui limite la résolution de nos mesures.

Nous avons caractérisé la réponse temporelle de ce montage. La figure 2.7 montre une mesure du temps d'extinction de la pompe réalisée avec ce

dispositif. On observe un temps de réponse du système de moins de  $3\ \mu\text{s}$  pour arriver en dessous de 37 %, soit  $\frac{1}{e}$ , de sa valeur initiale. Nous avons pris cette valeur comme incertitude sur la mesure des durées de vies.

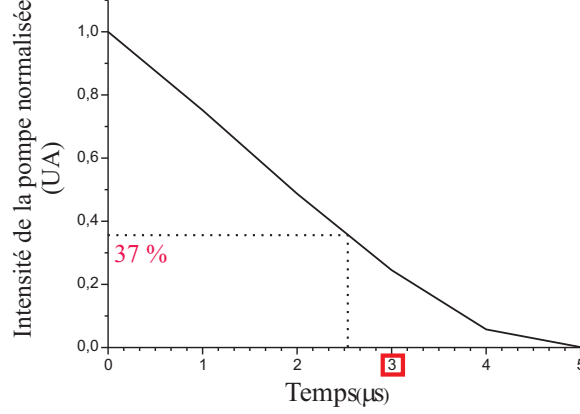


FIG. 2.7 – Mesure du temps de réponse du montage de la mesure de durée de vie

### 2.1.3.3 Définition du temps de vie

Dans un système simple, où chaque ion de thulium se désexcite indépendamment de ses voisins et avec la même probabilité, on observe une courbe de déclin de la fluorescence exponentielle. En effet, la variation de la population du niveau excité  $|j\rangle$  au cours du temps dépend des désexcitation radiatives et non-radiatives :

$$\frac{dN_j}{dt} = -N_j \cdot A^{rad} - N_j \cdot A^{NR} = -\frac{N_j}{\tau} \quad (2.7)$$

On peut alors calculer facilement l'expression de la dépendance temporelle de l'intensité émise [67], qui est proportionnelle à la population du niveau  $|j\rangle$ , en intégrant l'équation 2.7 :

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.8)$$

où  $I_0$  est l'intensité initiale. Pour mesurer le temps de vie, il suffit donc d'ajuster la courbe de déclin avec l'expression 2.8.

Nous allons cependant voir que dans notre cas la courbe de déclin n'est pas exponentielle. Ceci a déjà été observé pour la transition à  $1470\ \text{nm}$  du thulium dans des verres à haute énergie de phonon. Il existe alors plusieurs

méthodes pour déterminer le temps de vie. J.R. Lincoln a étudié le temps de vie du niveau  $^3H_4$  dans des verres germanosilicates [56]. Il attribue l'allure non exponentielle du déclin aux différents sites occupés par le thulium. D'après lui, l'élargissement des niveaux Stark diffère d'un site à l'autre sous l'effet du champ cristallin. Celui-ci provoque une distribution des  $\Delta E$ , et donc des  $A^{NR}$ , selon les sites. Il existe autant de taux de désexcitations non-radiatives que de sites différents et donc autant de temps de vie. Il propose d'ajuster les courbes de déclin avec une *exponentielle étirée*, souvent utilisée en physique et en chimie, de la forme :

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^p} \quad (2.9)$$

L'avantage de cette méthode est de donner un ajustement très proche du déclin enregistré. On obtient deux paramètres, le temps de vie  $\tau$ , et  $p$  qui caractérise la non-exponentialité du déclin. Le défaut de cette méthode est que l'interprétation physique du paramètre  $p$  n'est pas claire.

#### 2.1.3.4 Fonction continue d'exponentielles

Tous les déclins de fluorescence mesurés ont un profil non-exponentiel. L'hypothèse avancée par Lincoln mettait en avant les variations du champ cristallin. Le changement d'environnement peut aussi correspondre à une diminution de l'énergie de phonon. Chaque ion  $Tm^{3+}$  décroît avec un temps de vie propre et le déclin mesuré correspond à l'ensemble de ces temps de vie. Grinberg *et al* ont proposé une méthode pour ajuster ce type de profil [68]. L'ensemble des temps de vie possibles est considéré et ceux qui contribuent au déclin apparaissent lors de l'ajustement de la courbe de déclin. Il est ainsi possible d'identifier différents sites. Une étude de l'ajustement des déclins par cette technique a débuté au laboratoire<sup>4</sup>.

**Transferts d'énergie** L'allure non-exponentielle des déclins peut également provenir des transferts d'énergie non radiatifs entre les terres rares. D. Simpson, de l'OTRL, a montré que ces transferts apparaissent avec des fibres en silice modifiée fabriquées au LPMC pour une faible concentration en thulium ( $\sim 50 ppm$ ) lorsque l'on excite les ions sur le niveau  $^3F_4$  [69]. Cependant, son travail montre que les transferts d'énergie sont négligeables pour le pompage à  $785 nm$  que nous utilisons.

---

<sup>4</sup>Ce travail a fait l'objet d'un stage de Master 1 par Claire Michel en 2005

### 2.1.3.5 Temps de vie à $\frac{1}{e}$

Devant notre connaissance imparfaite des mécanismes physiques provoquant l'allure non exponentielle de la décroissance, nous avons choisi le temps que met l'intensité du signal à atteindre  $\frac{1}{e}$  (soit 37 %) de sa valeur initiale comme durée de vie. Cette définition ne nécessite pas de faire des hypothèses invérifiables sur le système et elle donne une valeur de temps de vie à comparer entre les différents échantillons. C'est une définition de la durée de vie couramment utilisée et qui a l'avantage d'être facile à mesurer.

D'autres définitions peuvent également être utilisées pour mesurer les temps de vie, telles que l'ajustement avec une exponentielle simple ou avec la valeur moyenne  $\langle t \rangle = \frac{\int_0^\infty t \cdot I(t) dt}{\int_0^\infty I(t) dt}$ .

## 2.2 Réalisation et caractérisation des fibres

Voyons maintenant la fabrication des échantillons des fibres optiques que nous avons réalisées pour étudier l'effet de la composition sur les désexcitations non-radiatives.

### 2.2.1 Cœur dopé au germanium

Nous avons vu que le seul élément favorable qu'il est possible d'apporter en phase vapeur, lors de la fabrication par MCVD, parmi ceux que nous avons sélectionnés, est le germanium. Le  $GeO_2$  possède une énergie de phonon maximum de  $900 \text{ cm}^{-1}$  et un paramètre  $W_0$  faible. Nous avons calculé que l'efficacité quantique de la transition  $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$  dans l'oxyde de germanium doit être proche de 75 % (voir tableau 1.4 p. 45). C'est donc un élément particulièrement intéressant pour nous. Il est utilisé de manière standard pour élever l'indice du cœur et son ajout dans la composition du verre de silice ne pose pas de problème. Au laboratoire, jusqu'à 20 % molaire de  $GeO_2$  peuvent être ajoutés à la silice par la méthode MCVD. Il est en principe possible d'ajouter jusqu'à 97 % *mol* de  $GeO_2$  dans le cœur de la fibre [70].

#### 2.2.1.1 Fabrication

Pour parvenir à cette concentration en oxyde de germanium, nous avons dû utiliser un processus particulier lors de la fabrication de la préforme. La réaction de synthèse de l'oxyde de germanium (Formule 2.2) possède une température optimale de  $1530^\circ\text{C}$  [60]. La température de dépôt des couches de silice doit être au maximum de  $1500^\circ\text{C}$  sous peine de refermer les pores, en empêchant ainsi la diffusion des ions de terre rare dans le verre. Il n'est

donc pas possible d'incorporer le maximum de germanium pendant le dépôt des couches de cœur standard.

### Fibre Ge1

Pour remédier à ce problème, la première méthode que nous avons utilisée, pour la fibre *Ge1*, est le dopage fort au Ge pendant le rétreint. Comme les températures utilisées lors du rétreint dépassent  $1600^\circ\text{C}$ , pour permettre au tube de silice de se refermer, nous avons profité de ces passes pour injecter le  $\text{GeCl}_4$ . Le germanium diffuse alors à l'intérieur du verre sur une distance de quelques  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur de la couche de cœur poreuse a été choisie en fonction de cette diffusion, pour donner le meilleur recouvrement possible entre les terres rares et le germanium. Le thulium a été apporté avant par trempage

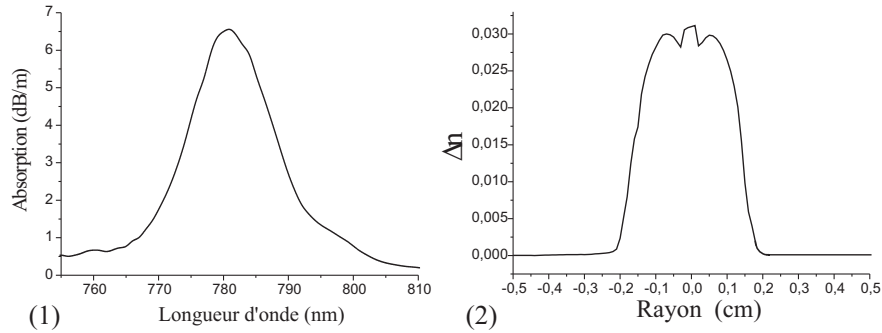


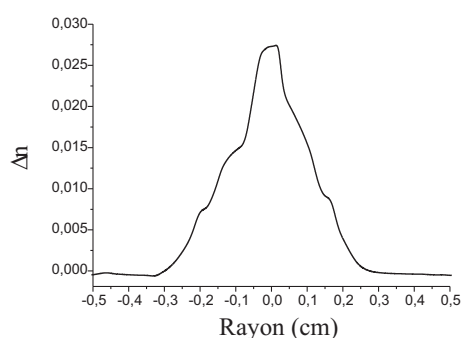
FIG. 2.8 – Caractérisation de Ge1 : (1) Absorption  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ . (2) Profil d'indice mesuré sur la préforme

du cœur avec une solution de  $\text{TmCl}_3$  concentrée à  $4.10^{-4} \text{ mol.l}^{-1}$  dans du méthanol. Pour cette fibre, on déduit de la mesure d'absorption (Figure 2.8 (1)) une concentration en ions  $\text{Tm}^{3+}$  de 80 ppm. Le profil d'indice (Figure 2.8 (2)) donne une concentration en  $\text{GeO}_2$  au centre du cœur de 20 % mol.

### Fibre Ge2

Nous avons essayé, pour la fibre *Ge2*, d'insérer encore plus de germanium dans le cœur. Pour ce faire, nous avons testé un dépôt de germanium en

passer arrière durant la passe de cœur. L'avantage de cette méthode est de permettre un dépôt à des températures supérieures et donc d'optimiser la réaction de synthèse du  $GeO_2$ . Comme le dépôt est réalisé en passe arrière, c'est-à-dire dans le sens contraire de l'écoulement des gaz, le chalumeau ne repasse pas sur la zone déposée en aval. On évite ainsi de recuire la couche poreuse et de refermer les cavités du verre. On peut alors réaliser le trempage normalement. Nous avons également effectué un dopage au Ge pendant les passes de rétreint, comme pour *Ge1*. Le profil d'indice de *Ge2*, sur la figure

FIG. 2.9 – Profil d'indice de *Ge2*

2.9, montre que la méthode n'a pas permis d'incorporer plus d'oxyde de germanium dans cette fibre que dans la fibre *Ge1*. La concentration de  $GeO_2$  au centre du cœur est de 20 %, comme pour *Ge1*. Cependant, on observe un profil d'indice du cœur à l'allure triangulaire, suggérant que le fort indice au centre est dû au germanium amené pendant le rétreint alors que la passe de dépôt arrière se retrouve à la périphérie du cœur et ne permet pas d'incorporer plus de 10 % *mol* de  $GeO_2$ . Notre procédé de fabrication doit être optimisé.

La concentration molaire maximale que nous avons donc réussi à incorporer dans le cœur de la fibre en silice est de 20 % *mol* de  $GeO_2$ .

### 2.2.1.2 Durée de vie

La figure 2.10 présente le déclin de la fluorescence à partir du niveau  $^3H_4$  mesuré sur la fibre *Ge2*. On mesure un temps de vie à  $\frac{1}{e}$  de 29  $\mu s$ , soit 15  $\mu s$  de plus que dans le verre de silice pure. On est cependant loin des 490  $\mu s$  calculées pour le  $GeO_2$  pur (voir tableau 1.4).



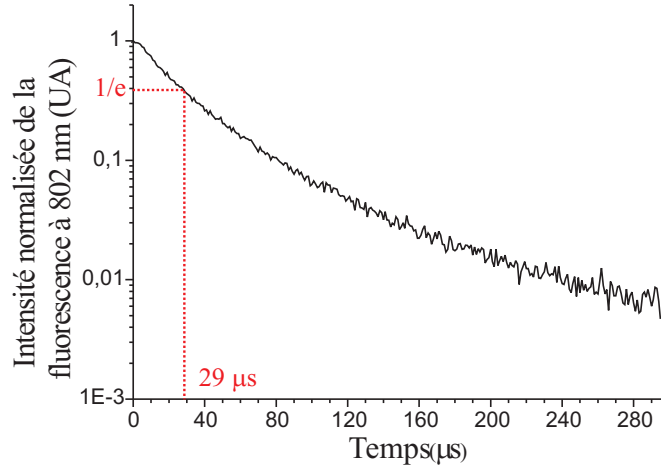


FIG. 2.10 – Déclin mesuré sur Ge2

### 2.2.2 Cœur dopé à l'antimoine

L'oxyde d'antimoine possède une énergie de phonon de  $700\text{ cm}^{-1}$ . Au chapitre 1.2.1.5, nous avons calculé l'efficacité quantique de la transition à  $1470\text{ nm}$  du thulium dans le verre d'oxyde d'antimoine, à l'aide de la formule 1.19. Nous avons trouvé une valeur de l'ordre de 55 % (voir tableau 1.4). Bien que le Sb ait été identifié récemment comme un formateur de réseau du verre selon les règles de Zachariasen [71], il n'est pas possible de former un verre d'oxyde directement avec l'antimoine. On doit ajouter une faible quantité ( $\leq 5\%$  mol) d'un élément formateur classique pour fabriquer un verre stable.

#### 2.2.2.1 Fabrication

Il n'existe pas d'information disponible sur la fabrication de fibre dopée à l'antimoine par la méthode MCVD, les fibres ayant surtout été réalisées par VAD (*Vapor Axial Deposition*) ou par des techniques sol-gel. Au laboratoire, Wilfried Blanc et Adel Ibrhim<sup>5</sup> ont essayé d'apporter l'antimoine dans la pré-forme durant la phase de trempage, du trichlorure d'antimoine étant ajouté dans la solution de méthanol. Il est très difficile d'incorporer l'antimoine dans le cœur des préformes en silice car le  $\text{SbCl}_3$  est très volatile. Il a tendance à s'évaporer pendant le séchage de la solution. Pour essayer d'incorporer le

<sup>5</sup>Une grande partie du travail réalisé sur les fibres dopées à l'antimoine été effectué au LPMC par W. Blanc et A. Ibrahim [72]. Il apparaît néanmoins à l'auteur qu'il est intéressant d'exposer ces résultats ici

maximum d'antimoine, nous avons alors utilisé une méthode de trempage dit évaporatif [73], différente de la méthode classique.

Celle-ci consiste à laisser tremper la solution dans le tube substrat, toujours en rotation sur le tour, et à faire évaporer le méthanol par un flux d'oxygène. La totalité des sels contenus dans la solution est alors forcée de se déposer dans la couche de cœur poreuse. Des études préliminaires au laboratoire sur l'incorporation du thulium ont montré qu'avec cette méthode, et pour une même concentration en dopant dans la solution, la concentration en thulium dans la fibre est 10 fois plus importante que pour la méthode de trempage classique. De nombreuses préformes ont été réalisées mais, même

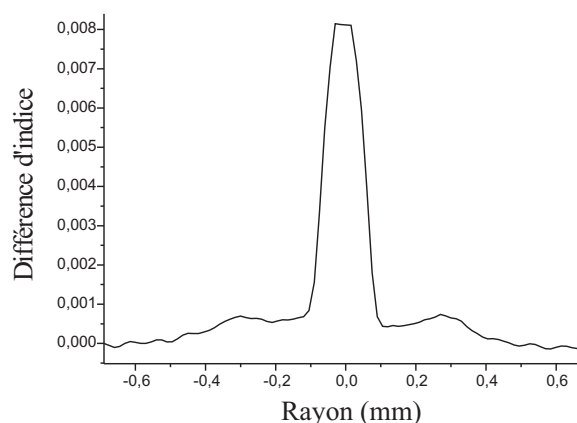


FIG. 2.11 – Profil d'indice de Sb1 mesuré sur la préforme

avec cette méthode, la concentration maximale de  $Sb_2O_3$  obtenue, mesurée sur le profil d'indice, ne dépasse pas 1,2% *mol*. L'élévation d'indice due à l'antimoine est de  $6 \cdot 10^{-4}$  pour 0,1% *mol* d'après Susa *et al* [74]. La figure 2.11 montre le profil d'indice de Sb1, la fibre contenant le plus d'antimoine. Devant l'intérêt croissant de la silice dopée à l'antimoine pour les applications optiques [58], un projet commun entre le LPMC et l'IREE (Prague, République Tchèque) a été mis en place pour élaborer les processus MCVD de fabrication permettant d'incorporer plus d'antimoine.

Le temps de vie à  $\frac{1}{e}$  mesuré sur la fibre Sb1 est de 21  $\mu s$ . Avec une concentration très faible en  $Sb_2O_3$  dans le cœur de la fibre, la durée de vie a légèrement été améliorée.

### 2.2.3 Cœur dopé au phosphore

Nous avons également réalisé une fibre dopée au thulium et au phosphore. L'énergie de phonon de l'oxyde de phosphore est de  $1320\text{ cm}^{-1}$ , elle est donc supérieure à celle de la silice. Bien que notre but final fut de diminuer les relaxations multiphononiques, cette fibre a été fabriquée de manière à étudier l'effet d'un élément capable d'augmenter les désexcitations non-radiatives en augmentant l'énergie de phonon dans l'environnement du thulium, de la même manière que l'on peut les réduire.

#### 2.2.3.1 Fabrication

Le phosphore est apporté dans la préforme par la méthode MCVD. Il permet d'augmenter l'indice optique du cœur. La fabrication de cette fibre n'a donc pas posé de problèmes particuliers. Nous avons obtenu une concentration maximale en  $P_2O_5$  d'environ 4 %, pour une élévation d'indice de 4 à  $5.10^{-3}$  sur la fibre P1.

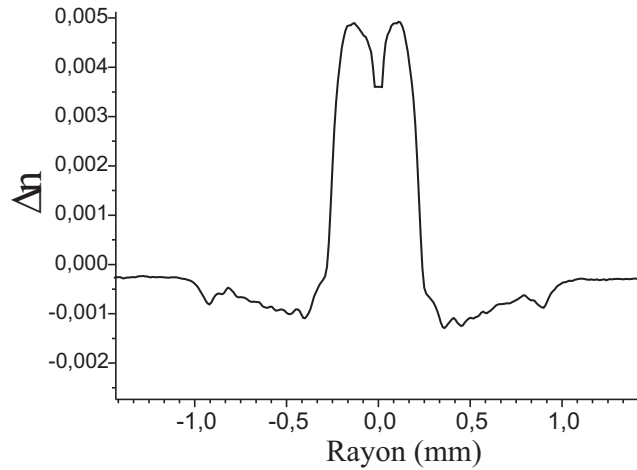


FIG. 2.12 – Profil d'indice de P1 mesuré sur la préforme

#### 2.2.3.2 Durée de vie

La figure 2.13 présente le déclin mesuré sur la fibre P1. Le temps de vie à  $\frac{1}{e}$  mesuré est de  $8\text{ }\mu\text{s}$ . On a donc presque réduit de moitié la durée de vie du niveau  $^3H_4$  du thulium par rapport à la silice pure. La valeur attendue pour du  $P_2O_5$  pur est de  $2\text{ }\mu\text{s}$ . L'effet d'un faible apport de phosphore est donc important. On peut en déduire que l'ion  $Tm^{3+}$  s'incorpore préférentiellement

autour des sites phosphore. C'est une confirmation de l'effet coquille (en anglais *shell*) procuré par les modificateurs en faible concentration [75].

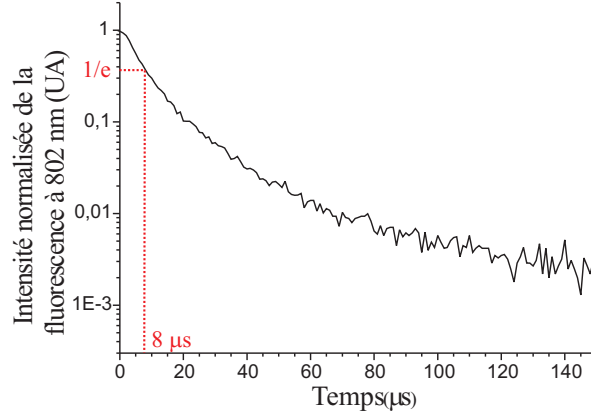


FIG. 2.13 – Déclin mesuré sur P1

## 2.2.4 Cœur dopé à l'aluminium

Nous allons maintenant voir la fabrication des fibres optiques dopées au thulium et à l'aluminium. L'aluminium ne répond pas aux critères de Zachariasen et l'oxyde d'aluminium ne peut donc pas former un verre seul. Nous avons vu que l'énergie de phonon de l' $Al_2O_3$ , mesurée sur un cristal, est de  $860\text{ cm}^{-1}$ . C'est cette valeur que nous avons utilisée pour calculer l'efficacité quantique de la transition à  $1470\text{ nm}$  du thulium dans un verre hypothétique d'oxyde d'aluminium pur :  $\eta_{1470\text{ nm}}^{Al_2O_3} = 22\%$ .

### 2.2.4.1 Fabrication

L'incorporation d'une faible quantité d'aluminium dans les fibres optiques, par trempage, est répandue car elle permet notamment d'éviter la formation d'agrégats de terres rares [44]. L'aluminium, qui est un modificateur, permet de distordre la maille du réseau du verre en permettant l'incorporation des terres rares. De plus, le thulium et l'aluminium sont apportés en même temps dans la préforme, lors du trempage de la solution, et ils sont donc susceptibles d'être adsorbés de la même manière dans les cavités de la couche poreuse.

C'est en dopant la fibre à l'aluminium que nous avons obtenu les résultats les plus intéressants concernant les désexcitations non-radiatives. Afin d'étudier en détail l'influence de l'environnement du thulium, nous avons réalisé des fibres avec différentes concentrations en  $Al_2O_3$ . Pour augmenter la concentration en aluminium de la fibre, nous augmentons la concentration d' $AlCl_3$  dans la solution. Nous avons ainsi utilisé des solutions de méthanol contenant de  $16.10^{-4}$  à  $2\text{ mol.l}^{-1}$  et  $8.10^{-4}\text{ mol.l}^{-1}$  de  $TmCl_3$ . Si l'incorporation d'aluminium en faible concentration par trempage est assez bien maîtrisée, nous allons voir que l'apport d'une concentration de plusieurs % *mol* pose des problèmes d'homogénéité.

### Inhomogénéité du cœur et cristallisation de l' $Al_2O_3$

La figure 2.14 donne la concentration d' $Al_2O_3$  dans la préforme en fonction de la concentration d' $AlCl_3$  dans la solution. Elle montre que l'on a obtenu de nombreuses concentrations différentes, comprises entre 1,7 et 8,7 % *mol*. On remarque cependant qu'une solution de concentration donnée ne donne pas forcément la même incorporation dans la silice. Bien qu'il nous manque une étude plus systématique pour conclure, il est possible que ceci soit dû à l'inhomogénéité du cœur, ou à la porosité du cœur qui n'est pas contrôlée.

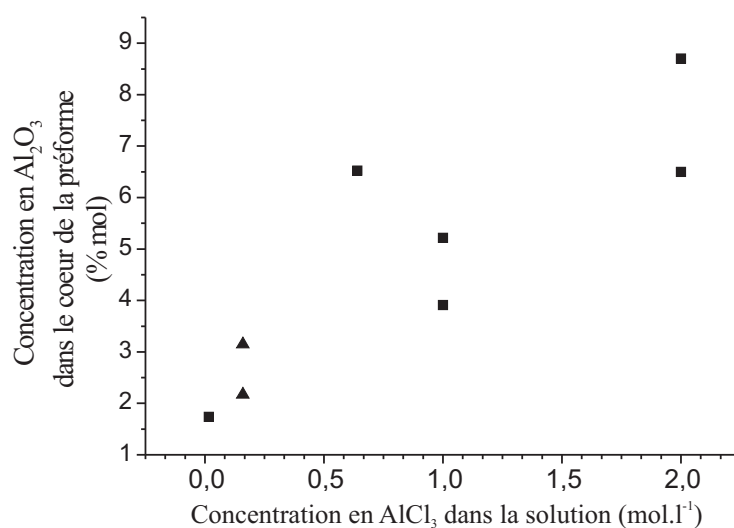


FIG. 2.14 – Concentration d' $Al_2O_3$  dans la préforme en fonction de la concentration en  $AlCl_3$  dans la solution pour les trempages classique (■) et évaporatif (▲)

A partir de  $1\text{ mol.l}^{-1}$  d' $AlCl_3$ , la solution commence à devenir visqueuse,

jusqu'à  $2 \text{ mol.l}^{-1}$ , qui est la limite de solubilité du tétrachlorure d'aluminium dans le méthanol<sup>6</sup>. Pour cette concentration, la solution est tellement visqueuse que le trempage devient difficile. La solution se vide lentement et laisse un film inhomogène sur la paroi du tube substrat.

De plus, lorsque l'on fait évaporer le solvant, on provoque la cristallisation de l'oxyde d'aluminium sur le verre de silice comme illustrée sur la figure 2.15. L'oxyde d'aluminium n'est donc pas seulement dans les pores du verre

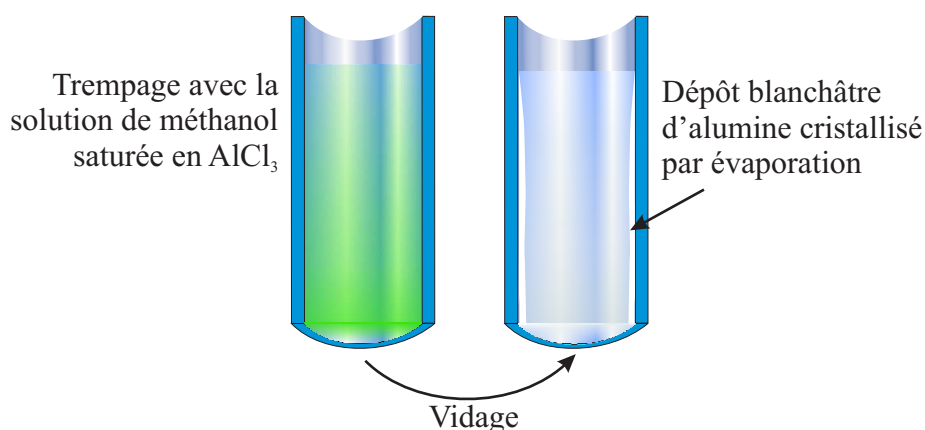
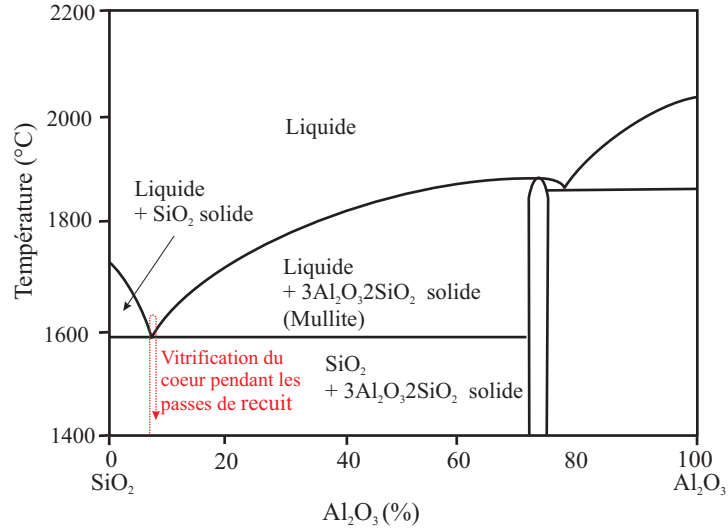


FIG. 2.15 – Cristallisation de l'oxyde d'aluminium pendant le séchage du tube substrat

de silice, mais laisse un film blanc d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  cristallisé sur la surface interne du tube où les dépôts ont été réalisés. On observe lors de la fabrication que l'épaisseur du film est très inhomogène. Or, l'homogénéité du cœur dépend de celle de cette couche car c'est l' $\text{Al}_2\text{O}_3$  qui sert à élever l'indice optique et c'est donc cette couche d'oxyde d'aluminium qui va donner la géométrie du cœur. L'homogénéité de l'épaisseur du film dépend de la méthode de séchage. Nous avons donc consacré beaucoup d'efforts à trouver un séchage qui permette d'obtenir la couche la plus homogène possible. La méthode retenue est de sécher rapidement le tube, une fois vidé de la solution dopante, à l'aide d'un flux d'air chaud à  $500^\circ\text{C}$ .

Pendant les passes de recuit, la température du cœur atteint plus de  $1600^\circ\text{C}$ . A cette température, la cristallisation du cœur disparaît pendant la fabrication de la préforme. La composition du composé binaire  $(90)\text{SiO}_2 - (10)\text{Al}_2\text{O}_3$  passe le point eutectique (figure 2.16) et devient liquide puis se vitrifie en refroidissant rapidement sous le flux d'oxygène. On observe alors la

<sup>6</sup>Pour des solution plus concentrées, il reste un dépôt de chlorure au fond du flacon

FIG. 2.16 – Diagramme de phase du composé binaire  $SiO_2 - Al_2O_3$  [76]

disparition des résidus blanchâtres d' $Al_2O_3$  cristallisés, au profit d'un verre transparent.

En raison de ce dépôt d'oxyde d'aluminium cristallisé, il est apparu que la taille du cœur obtenue sur la préforme ne dépendait pas ou très peu, du dépôt de la couche de silice poreuse, comme c'est habituellement le cas lors de la fabrication des FODTR. Pour mettre en évidence ce phénomène, nous avons réalisé une fibre à l'aide d'un tube substrat, sans déposer de couches par MCVD. Nous avons trempé le tube substrat avec une solution de méthanol et d' $Al_2O_3$  concentrée à  $2\text{ mol.l}^{-1}$ . Nous avons ensuite recuit le cœur et rétreint la préforme. Malgré l'absence de dépôt de couche poreuse, nous avons obtenu un cœur large et très inhomogène avec un diamètre de 400 à  $650\mu\text{m}$  sur la préforme rétreinte (figure 2.17). Notre méthode de fabrication ne permet donc pas de contrôler la taille du cœur des préformes fortement dopées en aluminium.

Nous déduisons de ce profil une composition du verre au centre du cœur de l'ordre de 11 % de  $Al_2O_3$  et 89 % de  $SiO_2$ . Les résultats de l'analyse par EPMA (figure 2.18) sont similaires. On voit que le cœur est toujours en majorité composé de silice. Il y a donc eu mélange des éléments lorsque le verre a fondu pendant les passes de recuit. La taille et l'indice du cœur dans la fibre déterminent les modes qui peuvent se propager. Une fibre multimode ne pose pas de problème pour la caractérisation des désexcitations non-radiatives, mais nous verrons au chapitre 3 que la taille du cœur est un paramètre très

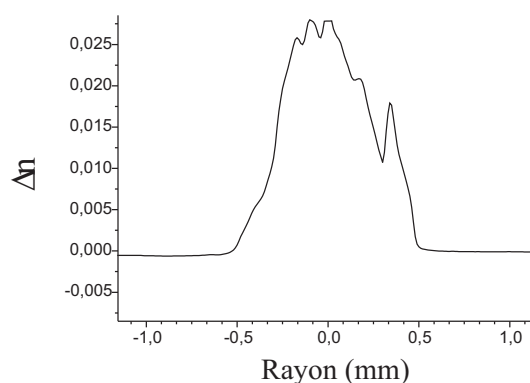
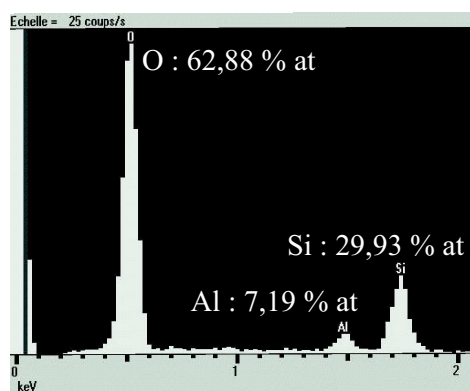


FIG. 2.17 – Profil d'indice du cœur de la préforme réalisée sans dépôt de couche poreuse



$\text{SiO}_2$	88,5 % mol
$\text{Al}_2\text{O}_3$	11,5 % mol

FIG. 2.18 – Analyse de la composition des éléments de cœur, en % at, par EPMA (CRHEA Sophia Antipolis)

important pour les propriétés de l'amplificateur. Nous n'en avons donc pas tenu compte dans un premier temps et toutes les préformes ont été tirées en fibres optiques de  $125\,\mu\text{m}$  de diamètre, sans chercher à optimiser la taille du cœur.



### 2.2.4.2 Durée de vie

Nous avons mesuré dans les mêmes conditions les durée de vie du niveau  $^3H_4$  pour les fibres co-dopées à l'aluminium. Les déclin sont présentés sur la figure 2.19.

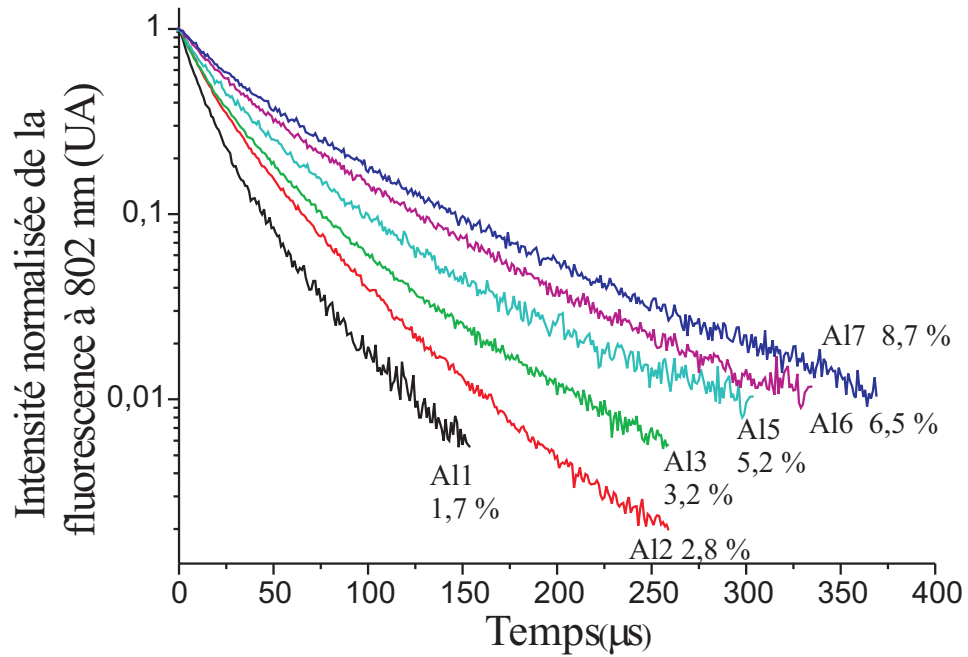


FIG. 2.19 – Déclin des fibres dopées à l'aluminium

On observe des déclin différents selon la composition de la fibre optique. Plus la fibre est concentrée en oxyde d'aluminium et plus la durée de vie du niveau  $^3H_4$  est importante. Nous avons utilisé plusieurs définitions pour mesurer le temps de vie, l'ajustement avec une exponentielle simple, avec *l'exponentielle étirée*, le temps à  $\frac{1}{e}$ , et le temps moyen  $\langle t \rangle$ . Le tableau 2.1 montre un comparatif des temps mesurés pour ces définitions.

On voit que les différentes méthodes donnent des temps de vie du même ordre. Le temps de vie trouvé avec *l'exponentielle étirée* est toujours inférieur de  $2 \mu s$  à  $4 \mu s$  à celui mesuré en  $\frac{1}{e}$ , lui même légèrement inférieur au temps de l'exponentielle simple. Le temps moyen donne lui des résultats plus important que les trois autres méthodes. Les temps de vie montrent le même compor-

	$e^{-\frac{t}{\tau}}$	$e^{-(\frac{t}{\tau})^p}$		$\frac{1}{e}$	$\langle t \rangle$
Nom	$\tau$ ( $\mu s$ )	$\tau$ ( $\mu s$ )	p	$\tau$ ( $\mu s$ )	$\tau$ ( $\mu s$ )
Al1	17	15	0,83	18	24
Al2	25	22	0,84	23	33
Al3	28	24	0,80	26	42
Al4	26	25	0,82	29	39
Al5	36	32	0,78	38	54
Al6	46	42	0,79	45	63
Al7	54	48	0,81	50	72

TAB. 2.1 – Comparaison des définitions du temps de vie pour mesurer les échantillons avec une concentration d'aluminium croissante

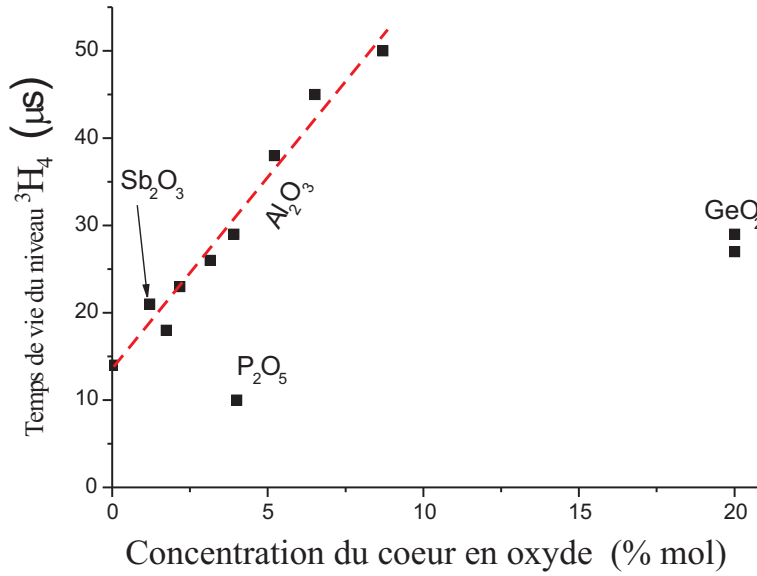


FIG. 2.20 –  $\tau_{3H_4}$  mesuré pour fibres dopées en fonction de la concentration en oxydes

tement selon la définition choisie. La variation du paramètre  $p$ , qui est sensé quantifier le degré de non-exponentialité (avec la deuxième définition) ne suit pas une variation claire en fonction de la concentration en aluminium. Cette méthode n'apportant pas d'information supplémentaire sur le système. Nous utiliserons jusqu'à la fin du mémoire le temps de vie calculé avec la définition en  $\frac{1}{e}$ .

On observe donc un  $\tau$  qui va de  $18\ \mu s$  pour la fibre avec 1,7 % de  $Al_2O_3$ , à  $50\ \mu s$  pour 8,7 % d'oxyde d'aluminium. Le temps de vie du niveau  $^3H_4$  augmente lorsque la concentration d'oxyde d'aluminium dans le cœur augmente. La figure 2.20 montre l'évolution du temps de vie en fonction de la concentration en  $Al_2O_3$  dans le cœur des fibres optiques. On voit que la durée de vie augmente linéairement avec la concentration d' $Al_2O_3$  pour la plage de composition étudiée. Pour la fibre la plus concentrée, le temps de vie a été multiplié par 3,6 par rapport à la silice pure.

La modification de la composition du cœur permet donc de modifier le temps de vie du niveau  $^3H_4$ . Le temps de vie radiatif étant considéré constant pour les différents échantillons, les désexcitations non-radiatives ont donc été modifiées. Comme attendu, le temps de vie est diminué par l'apport d'un élément dont la forme oxydée possède une énergie de phonon plus haute que la silice (phosphore), et il augmente pour les oxydes avec une énergie de phonon plus basse (germanium, antimoine, et aluminium), par rapport à notre référence dans la silice pure. Les meilleurs résultats ont été obtenus pour l'aluminium. Avec un ajout de moins de 10 % d' $Al_2O_3$  le temps de vie a été multiplié par 3,6, de  $14\ \mu s$  à  $50\ \mu s$ . Pour l'efficacité quantique de la transition dans la bande S du thulium, ceci correspond à une augmentation de 2 % à près de 8 %.

Dans ce cas, la fibre est toujours très majoritairement composée de silice (plus de 90 % de  $SiO_2$ ). L'augmentation du temps de vie a donc été obtenue avec une fibre en silice dont la composition a été faiblement modifiée, proche des fibres en silice du réseau de télécommunications standard et raccordable par soudure.

### 2.2.5 Résumé des caractéristiques des fibres étudiées

La tableau 2.2 résume les caractéristiques des fibres fabriquées. Nous avons également calculé l'efficacité quantique de la transition à  $1470\text{ nm}$  à partir des temps de vie mesurés.

Fibres fabriquées					
<i>Germanium</i>					
Nom	$\text{GeO}_2$ (% mol)	$\text{SiO}_2$ (% mol)	$\text{Tm}^{3+}$ (ppm)	$\tau_{3H_4}$ ( $\mu\text{s}$ )	$\eta$ (%)
Ge1	20	80	73	27	3,5
Ge2	20	80	70	29	4,5
<i>Antimoine</i>					
Nom	$\text{Sb}_2\text{O}_3$ (% mol)	$\text{SiO}_2$ (% mol)	$\text{Tm}^{3+}$ (ppm)	$\tau_{3H_4}$ ( $\mu\text{s}$ )	$\eta$ (%)
Sb1	1,2	98,8	40	21	3,1
<i>Aluminium</i>					
Nom	$\text{Al}_2\text{O}_3$ (% mol)	$\text{SiO}_2$ (% mol)	$\text{Tm}^{3+}$ (ppm)	$\tau_{3H_4}$ ( $\mu\text{s}$ )	$\eta$ (%)
Al1	1,7	98,3	6500	18	2,8
Al2	2,8	97,2	34	23	3,5
Al3	3,2	96,8	40	26	4
Al4	3,9	96,1	57	29	4,5
Al5	5,2	94,8	78	38	5,8
Al6	6,5	93,5	30	45	7
Al7	8,7	91,3	42	50	7,7
<i>Phosphore</i>					
Nom	$\text{P}_2\text{O}_5$ (% mol)	$\text{SiO}_2$ (% mol)	$\text{Tm}^{3+}$ (ppm)	$\tau_{3H_4}$ ( $\mu\text{s}$ )	$\eta$ (%)
P1	4	96	200	9	1,4

TAB. 2.2 – Résumé des fibres fabriquées

## 2.3 Réduction des désexcitations non-radiatives

Nous avons vu que l'effet des co-dopants dans le cœur de la fibre était très différent selon les éléments incorporés. Certains résultats sont inattendus. L'ajout de germanium par exemple, permet d'augmenter le temps de vie mais beaucoup moins efficacement que l'aluminium. De même, l'apport d'une quantité relativement faible d'oxyde d'aluminium a une influence importante sur la durée de vie. La modification des désexcitations non-radiatives peut être expliquée en vertu de la formule 1.19, à la fois par le déplacement des niveaux atomiques sous l'effet de champ cristallin, et par la diminution de l'énergie de phonon perçue par les terres rares. Dans cette section, nous allons étudier ces deux possibilités afin de comprendre de quelle manière la modification de la composition du cœur de la fibre en silice permet de modifier  $\tau$ . Nous allons baser notre réflexion sur le taux de désexcitations non-radiatives,  $A^{NR}$ , qui est une quantité physiquement plus parlante que le temps de vie et nous allons montrer que les modifications de ce taux sont probablement dues à un effet local autour des ions de thulium.

### 2.3.1 Modification du champ cristallin

La modification de la composition et de la structure du verre autour du thulium entraîne une modification du champ cristallin perçu par la terre rare. Nous avons vu que les niveaux d'énergie du thulium étaient peu sensibles à son environnement à cause de l'écrantage des orbitales externes de la terre rare. Cependant, il a été rapporté que l'ajout d'aluminium entraînait des modifications sur les bandes d'absorption de l'erbium [4]. Il est donc possible que l'ajout d'aluminium modifie  $\Delta E$  pour nos échantillons et soit responsable de la diminution de  $A^{NR}$ . Les mesures des spectres d'émission et d'absorption permettent de voir les éventuels déplacements des niveaux atomiques sous l'effet du champ cristallin modifié.

#### 2.3.1.1 Fluorescence à 1470 nm

La fluorescence à 1470 nm a été mesurée, co-propagativement à la pompe, avec un analyseur de spectre, en excitant les ions sur le niveau  $^3H_4$  avec un laser Ti :Sa à 785 nm. La puissance couplée est de l'ordre de 100 mW dans les fibres, dont la longueur était comprise entre 1 et 3 m.

On peut voir sur la figure 2.21 le spectre normalisé de fluorescence de la transition à 1470 nm du thulium  $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$  dans trois fibres dont la concentration en aluminium varie. La mesure co-propagative n'est pas idéale car les spectres sont probablement distordus par les ré-absorptions  $^3F_4 \rightarrow ^3H_4$  et

${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$  (respectivement ESA et GSA indiquées sur la figure). L'interprétation à partir de ces mesures doit donc être relativisée.

Le maximum de la fluorescence est à  $1463\text{ nm}$ . Il est difficile de déterminer la largeur de la raie d'émission dans la bande S car la bande de la fluorescence est déformée vers les grandes longueurs d'onde par la proximité de l'émission à  $1800\text{ nm}$  entre les niveaux  ${}^3F_4$  et  ${}^3H_6$ . On observe des spectres

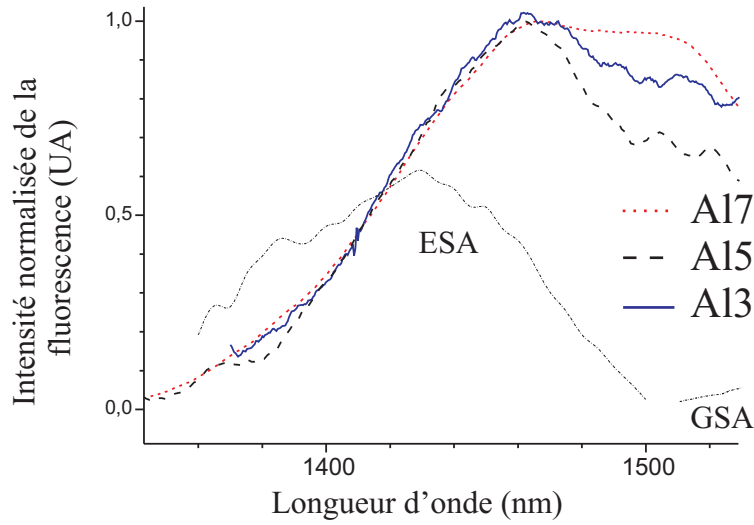


FIG. 2.21 – Spectres de fluorescence de la transition  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  du thulium pour différentes concentrations en  $Al_2O_3$

aux allures similaires avec de légères différences vers les grandes longueurs d'onde, pour les trois fibres. Le comportement de ces déformations ne suit cependant pas l'augmentation en aluminium des échantillons puisque l'émission observée avec le cœur le moins dopé ( $3,2\% \text{ mol}$  de  $Al_2O_3$ ) se trouve entre les deux émissions des fibres plus dopées, avec respectivement  $5,2\% \text{ mol}$  et  $8,7\% \text{ mol}$  de  $Al_2O_3$ . Les variations observées ne suffisent donc pas à expliquer l'évolution du taux de désexcitations non-radiatives.

### 2.3.1.2 Absorption

Pour voir si la modification de la composition a un effet sur les niveaux atomiques d'énergie du thulium, on peut comparer les spectres d'absorption autour de  $785\text{ nm}$ ,  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ , et  $1200\text{ nm}$ ,  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_5$ , des fibres étudiées.

#### Absorption à $785\text{ nm}$

La figure 2.22 montre les spectres d'absorption, avec une résolution de  $2\text{ nm}$ , des fibres co-dopées au germanium, au phosphore et avec plusieurs concentrations d'aluminium. Le tableau 2.3 résume les caractéristiques des spectres d'absorption à  $780\text{ nm}$ .

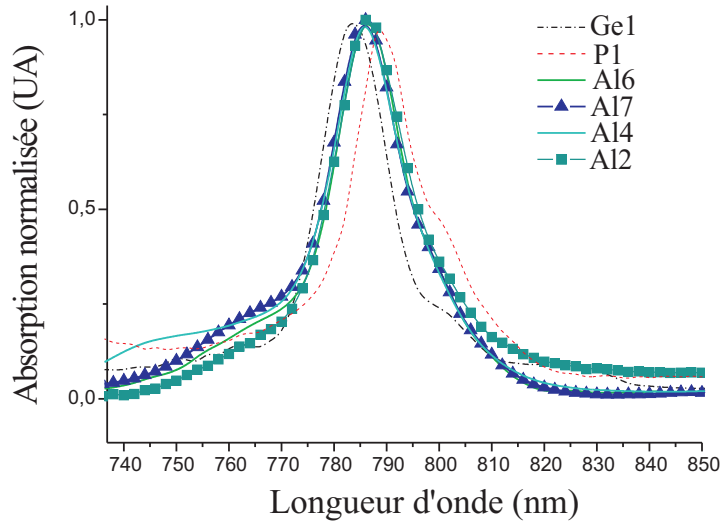


FIG. 2.22 – Spectres d'absorption à  $785\text{ nm}$   ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$

On remarque que les spectres des fibres dopées aluminium (traits pleins sur la figure) sont semblables. La bande d'absorption est centrée à  $786\text{ nm}$  et la largeur à mi-hauteur est comprise entre  $17$  et  $18\text{ nm}$ . Il n'y a pas de différences significatives entre la fibre Al2 qui comporte  $2,8\% \text{ mol}$  d'aluminium et Al7 avec  $8,7\% \text{ mol}$ .

Si on compare avec les autres fibres, on observe par contre quelques différences notables. Tout d'abord, la longueur d'onde du maximum d'absorption est décalée. La fibre dopée au germanium est centrée à  $784\text{ nm}$  et celle dopée au phosphore est centrée à  $788\text{ nm}$ . Les formes de ces deux spectres diffèrent de celles des fibres co-dopées aluminium. Les pics de Ge1 et P1 sont légèrement plus fins, avec une largeur à mi-hauteur de  $16\text{ nm}$  et  $15\text{ nm}$  respectivement. Ce dernier étant plus important vers les grandes longueurs

d'onde. Nous avons vu que les désexcitations non-radiatives étaient fortement

Nom	$\lambda_{max}(nm)$	Largeur à mi-hauteur ( $nm$ )
Al7	786	17
Al6	786	17
Al4	786	18
Al2	786	18
Ge2	784	16
P1	788	15

TAB. 2.3 – Absorption à 785 nm

augmentées pour P1. Le décalage du pic d'absorption vers les grandes longueurs d'onde traduit un décalage du niveau  $^3H_4$  vers les énergie plus faibles, de  $60\text{ cm}^{-1}$ , qui pourrait expliquer en partie l'augmentation de  $A^{NR}$ . Si on reporte cette variation dans  $\Delta E$  pour calculer  $A^{NR}$  grâce à la formule 1.19, on trouve un taux de désexcitation de  $90000\text{ s}^{-1}$ , inférieur aux  $110000\text{ s}^{-1}$  calculés à partir des temps de vie mesurés (voir figure 2.24).

Le décalage des niveaux atomiques sous l'effet de champ cristallin ne peut pas expliquer complètement les variations de  $A^{NR}$ . Les spectres d'absorption restent semblables alors que  $A^{NR}$  diminue avec la concentration en aluminium. De plus, l'absorption de la fibre dopée au germanium est décalée vers les petites longueurs d'onde par rapport aux échantillons dopés à l'aluminium. Ceci traduit un décalage du niveau  $^3H_4$  vers les hautes énergies, et donc une augmentation de  $\Delta E$ . Or, l'aluminium des fibres Al provoque une diminution des désexcitations non-radiatives plus importante que le germanium de Ge2.

#### Absorption à 1200 nm

La figure 2.23 montre l'absorption entre les niveaux  $^3H_6$  et  $^3H_5$  des fibres P1, Ge2 et Al7. Les courbes ont été normalisées sur le premier pic vers  $1175\text{ nm}$ . On observe des variations de la forme de l'absorption vers les courtes longueurs d'onde selon la composition du cœur de la fibre. La queue de l'absorption de Al7 vers les courtes longueurs d'onde est plus étendue que celle des deux autres fibres. La fibre dopée au phosphore possède par contre un pic d'absorption moins étendu. Les modifications du pic d'absorption avec la composition ne permet pas d'expliquer les différences observées sur les désexcitations non-radiatives.

Nous avons observé l'effet de la composition sur les deux niveaux qui servent à définir  $\Delta E$ . Les décalages observés ne permettent pas d'expliquer



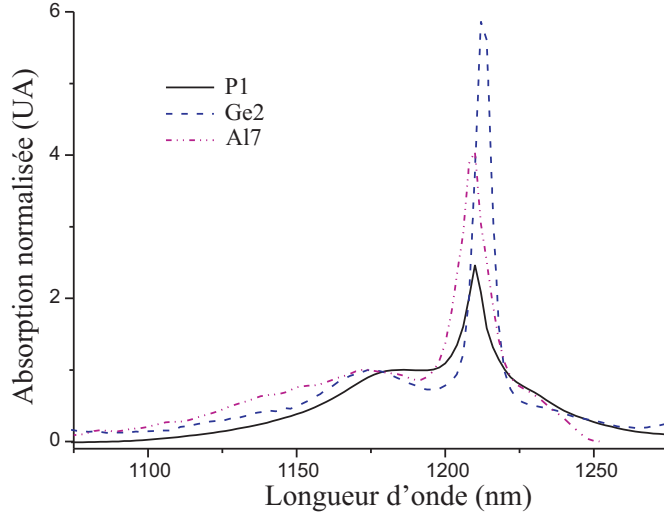


FIG. 2.23 – Spectres d'absorption à  $1200\text{ nm}$   ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_5$

les variations de  $A^{NR}$  qui proviennent donc de la modification de  $E_{\text{phonon}}$ . Nous proposons, dans les paragraphes suivants, une interprétation à ces phénomènes.

### 2.3.2 Taux de désexcitations non-radiatives

Le taux de désexcitations non-radiatives est directement calculé à partir du temps de vie grâce à la formule 1.9. La figure 2.24 montre les taux de désexcitations non-radiatives du niveau  ${}^3H_4$  des fibres étudiées. Nous voulons étudier l'effet de l'incorporation des éléments dans le verre de silice. Les concentrations d'oxyde ( $Al_2O_3$ ,  $GeO_2$ ,  $P_2O_5$ ) ont donc été converties en concentration d'éléments modificateurs (Al, Ge, P) dans la silice.

Comparons les taux obtenus pour les fibres les plus fortement modifiées. Avec 8 % *at* de phosphore,  $A^{NR}$  est augmenté de  $67650\text{ s}^{-1}$  à  $101600\text{ s}^{-1}$ . Le germanium permet d'abaisser le taux à  $33000\text{ s}^{-1}$  avec 20 % *at* alors que pour une concentration légèrement plus faible, 17,4 % *at*, l'aluminium permet d'atteindre le minimum de désexcitations non-radiatives, avec un taux de  $18400\text{ s}^{-1}$ . Si on compare l'aluminium et le germanium, on trouve une valeur inférieure pour le premier alors que l'énergie maximum des phonons de l' $Al_2O_3$  est du même ordre. Il n'est pas possible d'expliquer ce comportement si on considère que chaque élément influe de la même manière sur les désexcitations non-radiatives, relativement à l'énergie de phonon de leur forme oxydée. Ceci laisse à penser que chaque élément modifie différemment

l'énergie vibrationnelle perçue par les ions  $Tm^{3+}$  en fonction de leur insertion dans la structure du verre.

L'évolution de  $A^{NR}$  est inversement proportionnelle à la concentration en aluminium. Ceci est attendu puisque la dépendance du temps de vie avec la concentration était linéaire. On voit l'évolution des désexcitations non-radiatives de la silice pure (★ sur la figure 2.24) jusqu'à  $18400\text{ s}^{-1}$  pour  $17\% \text{ mol}$ . Même en augmentant encore la concentration d'aluminium dans la composition du cœur, il ne semble pas possible de réduire fortement  $A^{NR}$ . La ligne en pointillés fins indique la valeur du taux de désexcitation qui serait obtenu pour un film mince d'oxyde d'aluminium pure, à  $5634\text{ s}^{-1}$  (voir tableau 1.4 p. 45). La différence entre les taux de désexcitations non-radiatives dans la silice pure et celui attendu dans l'alumine pure est environ de  $61400\text{ s}^{-1}$ . En ajoutant  $17\% \text{ mol}$  d'aluminium dans la silice (ou  $8,7\% \text{ mol}$  de  $Al_2O_3$ ) nous avons réduit  $A^{NR}$  de  $48600\text{ s}^{-1}$ . La réduction de  $A^{NR}$  obtenue est donc de  $80\%$  comparée à la réduction qu'il faudrait obtenir pour avoir le même taux que dans l'alumine pure. Ce résultat laisse à penser que les atomes d'aluminium réduisent localement l'énergie de phonon dans l'environnement proche des ions de thulium.

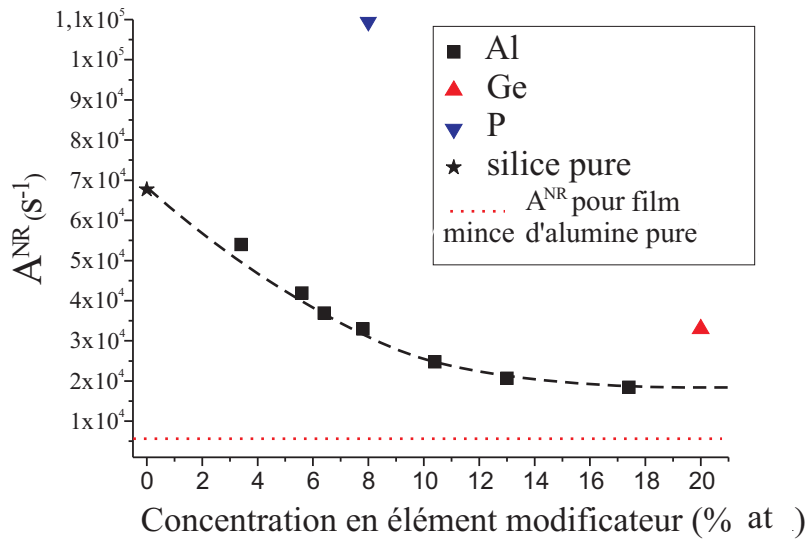


FIG. 2.24 –  $A^{NR}$  des fibres étudiées

L'idée de modification locale de l'énergie de phonon n'est pas simple à prouver, nous allons cependant essayer d'apporter les éléments qui nous dirigent vers cette conclusion.

### 2.3.3 Environnement local

Puisque les déplacements des niveaux d'énergies ne peuvent pas tout expliquer, l'augmentation ou la diminution des désexcitations non-radiatives doit donc être interprétée, au moins en partie, par une modification de l'énergie de phonon perçue par le thulium. Nous avons vu que le germanium avait un effet moins important que l'aluminium alors que l'énergie de phonon du  $GeO_2$  est proche de celle de l' $Al_2O_3$ . De plus l'apport de moins de 20 % d'aluminium dans la silice permettait d'atteindre un taux de désexcitation proche de celui attendu pour de l'oxyde d'aluminium pur. Les différents éléments ont donc un effet plus ou moins important sur l' $A^{NR}$  du  $Tm^{3+}$ . Ceci est dû à un changement de la composition dans l'environnement du thulium. Une explication plausible des phénomènes observés est de considérer que la modification de l'énergie de phonon est locale. Ainsi même avec un apport d'une concentration moyenne d'Al faible, leur effet est important si ils se trouvent en majorité dans le voisinage des terres rares. Il n'est pas facile de prouver la localité de l'effet des modifications apportées à la silice, mais les résultats que nous avons présentés mènent à cette conclusion. Cette idée d'environnement local des terres rares a été étudiée par plusieurs équipes, mais sans qu'aucune preuve formelle ne soit mise en évidence.

Wang *et al* [77] ont proposé en 1993 un nouveau modèle, différent du "réseau-aléatoire-continu" développé par Zachariasen et Warren, pour expliquer l'environnement local des terres rares dans les verres. Ils considèrent que l'environnement local des cations modificateurs, tels que les terres rares, peut être assimilé à un cristal. Il apparaît que les modificateurs du verre ne sont pas répartis uniformément, mais tendent à former des séparations de zones riches en modificateurs et d'autres riches en formateurs. Leur approche est qualifiée de "cristal-chimie". Ils mettent en avant trois facteurs qui peuvent influencer l'environnement des terres rares :

- Le nombre de liaisons ioniques que peut établir le thulium avec les anions ligands dépend du rapport des rayons des ions de terre rare sur celui des ligands. Le thulium se trouve en configuration octaédrique, en se liant avec 6 oxygènes.
- La régularité des sites occupés par les terres rares dépend du degré de dépolymérisation du réseau (dislocation du réseau induite par l'apport de modificateurs). Ceci est dû à l'ouverture des interstices entre les tétraèdres élémentaires ou bien à l'apparition d'atomes d'oxygène non-pontants.
- Les modificateurs provoquent un écart plus grand entre les ions de terre rare.

L'aluminium va préférentiellement jouer le rôle de modificateur avec 6 coor-

dinations, plutôt que formateur, car dans un cristal, il se structure de cette manière. Les ions de thulium vont donc se positionner près de l'aluminium, en formant des chaînes  $Al - O - Tm$ , plutôt que des chaînes  $Tm - O - Si$  où les terres rares seraient proches, tout du moins avec les concentrations étudiées.

Le germanium, par contre, joue le rôle d'un formateur, en remplaçant les silicium dans les tétraèdres. Le germanium ne favorise donc pas l'intégration des terres rares, ce qui provoque facilement l'apparition de clusters.

Nos observations s'accordent très bien avec ce modèle. L'aluminium a un effet important sur l'énergie de phonon car il agit comme modificateur du réseau de la silice et les ions de thulium se lient dans son environnement proche. L'environnement du thulium est donc plus riche en aluminium que la moyenne du verre, et l'énergie de phonon perçue par celui-ci est donc modifiée par la présence de cet élément. Les modificateurs tels que Al et P créent une inhomogénéité locale, à l'échelle nanométrique des composants du verre.

On peut également vérifier l'inhomogénéité à l'échelle micrométrique sur la figure 2.25 de mesure EPMA sur la fibre A/1. Les répartitions du thulium et de l'aluminium dans le cœur de la préforme sont similaires. Les zones riches en aluminium sont également riches en thulium.

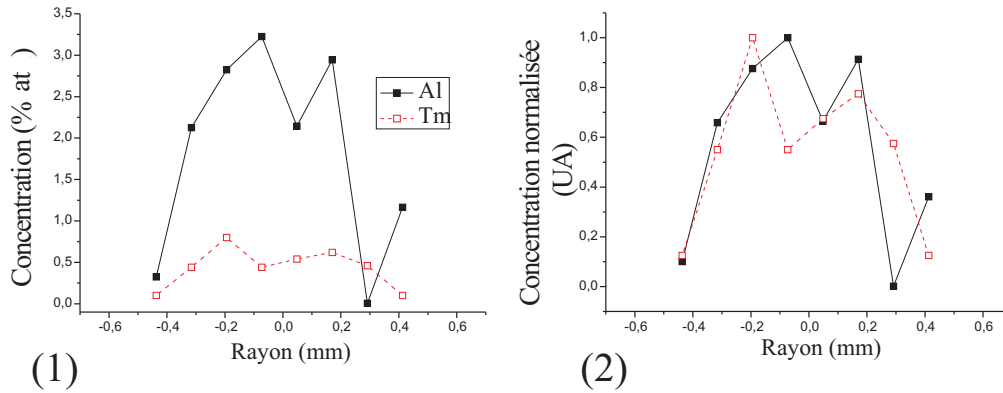


FIG. 2.25 – Mesure de la composition du cœur de A/1 par EPMA sur une coupe transverse (1) en % mol et (2) normalisé

Le germanium ne favorise pas l'incorporation des terres rares. Le thulium n'a aucune raison de se retrouver dans l'environnement proche de celui-ci. Le phosphore est un formateur du réseau, mais en se substituant au silicium dans les tétraèdres, il provoque l'apparition d'oxygènes non pontants à cause des doubles liaisons qu'il crée. Il favorise donc la dépolymérisation du réseau

et facilite l'incorporation du thulium dans son voisinage. On peut ainsi interpréter que le temps de vie du niveau  $^3H_4$  mesuré à  $8\mu s$  soit proche des  $6\mu s$  attendues pour du  $P_2O_5$  pur. Les variations du taux de désexcitations non-radiatives s'expliquent par les changements de la structure locale autour des terres rares.

D'autres équipes ont fait appel au concept de structure locale pour expliquer leur résultats. En 1996, Tanabe *et al* [78] ont montré que l'efficacité quantique de l'émission à  $1500\text{ nm}$  de l'erbium ( $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ) pouvait être augmentée de 50 % à 90 % pour un verre silicate avec 25 % *mol* d' $Al_2O_3$ , par réduction des désexcitations non-radiatives. Ces résultats sont expliqués par la modification locale de la structure et de la composition du verre dans l'environnement de l'erbium.

En 2000, Shin *et al* [79] sont parvenus à améliorer l'efficacité quantique de la transition à  $1300\text{ nm}$  du dysprosium ( $^6F_{11/2} \rightarrow ^6H_{9/2}$ ) de 17 % à 100 %, dans un verre sulfide ( $Ge_{25}Ga_{10}S_{65}$ ), en ajoutant 10 % *mol* de CsBr. Là aussi, ils attribuent les améliorations à la réduction de l'énergie de phonon dans l'environnement local de la terre rare.

Enfin, en 2004 Monteil *et al* [80] ont montré que les terres rares se positionnaient préférentiellement sur des sites proches de l'aluminium, dans un verre de silice, grâce à l'analyse spectroscopique des échantillons réalisés par la méthode sol-gel et à des simulations numériques.

Nous avons vu que les modifications locales du verre de silice permettent d'expliquer les résultats de réduction des désexcitations non-radiatives de la transition à  $1470\text{ nm}$  du thulium. C'est l'interprétation que nous privilégions. Il faut néanmoins tenir compte du décalage des niveaux atomiques, qui peut intervenir sous l'effet de la modification du champ cristallin provoquée par les changements de composition.

Dans ce paragraphe, nous avons exposé les arguments qui nous mènent à cette conclusion, mais nous manquons de preuves définitives. Pour valider l'hypothèse des modifications locales, un travail plus poussé de spectroscopie doit être entrepris. Il est en effet possible de connaître l'environnement des terres rares grâce à plusieurs méthodes d'analyse telles que la diffraction par rayons X ou par neutrons, les simulations de dynamique moléculaire ou encore l'analyse de structure fine par absorption de rayons X (EXAFS en anglais *Extended X-ray Absorption Fine Structure*). Ces méthodes nécessitent des installations complexes et spécialisées dont nous ne disposons pas au laboratoire.

## 2.4 Conclusion du Chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons exposé les résultats de notre étude de l'effet de la modification de l'environnement du thulium dans la silice sur les désexcitations non-radiatives de la transition bande S du thulium. Les méthodes de fabrication et de caractérisation des différentes fibres ont été décrites. Nous sommes parvenus à augmenter le temps de vie du niveau  $^3H_4$  de  $14\ \mu s$  à  $50\ \mu s$ , ce qui correspond à multiplier l'efficacité quantique par un facteur 4, de 2 % jusqu'à 8 %, en ajoutant moins de 10 % *mol* d' $Al_2O_3$  dans la composition du cœur des fibres optiques. L'aluminium permet de réduire les désexcitations non-radiatives plus efficacement que le germanium dont la forme oxydée possède pourtant une énergie de phonon inférieure. En ajoutant du phosphore à la composition, le temps de vie du niveau haut de la transition à  $1470\ nm$  du thulium est réduite. Ces effets sont attribués principalement à la réduction de l'énergie de phonon dans l'environnement local du thulium.

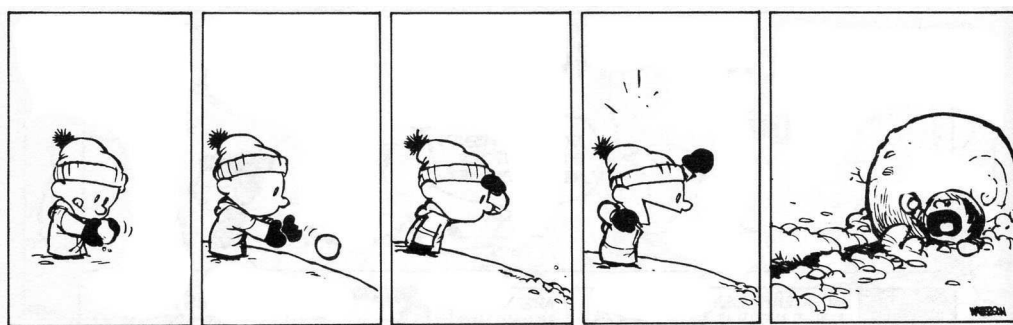
Ces résultats montrent donc l'intérêt de notre approche pour améliorer l'amplification dans la bande S des amplificateurs à fibres dopées au thulium. Bien qu'encourageants, ils sont encore insuffisants pour espérer réaliser un amplificateur efficace, utilisable sur les réseaux de télécommunications optiques. Nous sommes arrivés au maximum d'insertion de l'aluminium dans le verre de silice par nos méthodes de fabrication. Pour pouvoir améliorer encore l'efficacité quantique, on peut chercher un moyen d'incorporer d'autres éléments qui ont été identifiés comme prometteurs lors du premier chapitre. Ce sont des éléments lourds, dont la forme oxydée possède une énergie de phonon faible, tels que l'antimoine ou encore le tellure. Cependant leur incorporation dans les fibres optiques avec nos techniques de fabrication est délicate et doit donc être étudiée.

Puisque nous souhaitons contrôler au mieux l'environnement du thulium, une autre voie peut être envisagée. En modifiant les conditions de fabrication des préforme, on peut favoriser la création de nanostructures dans le verre. On peut alors imaginer créer des structures avec des terres rare complètement entourées par un verre à faible énergie de phonon. On obtiendrait ainsi, par exemple, l'effet d'un oxyde d'aluminium pur dans un verre très majoritairement de silice.



## Chapitre 3

# Amplification optique du TDFA



*Fort de ce que nous avons appris au chapitre 2 sur l'effet de la composition sur les propriétés spectroscopiques du thulium, nous allons réaliser un amplificateur. Dans ce chapitre nous allons présenter l'étude la réalisation de l'amplificateur à fibre en silice modifiée dopée au thulium. Grâce à la réalisation d'un modèle numérique, nous étudierons l'effet des différents paramètres du TDFA pour ajuster les processus de fabrication afin d'optimiser le gain. Nous détaillerons ensuite le montage de la mesure du gain réalisé avec une fibre optimisée et nous terminerons en comparant les résultats des simulations numériques et les résultats expérimentaux.*



## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Modélisation du TDFA . . . . .</b>	<b>105</b>
3.1.1	Propagation des ondes dans l'amplificateur . . . .	106
3.1.2	Equations de population des niveaux atomiques . .	109
3.1.3	Résolution numérique . . . . .	110
3.1.4	Paramètres du modèle . . . . .	110
3.1.4.1	Paramètres optogéométriques . . . . .	110
3.1.4.2	Paramètres spectroscopiques . . . . .	111
3.1.4.3	Récapitulatifs des paramètres . . . . .	113
3.1.5	Validité et critique du modèle . . . . .	114
3.1.6	Etude des paramètres pertinents pour le gain . . .	114
3.1.6.1	Diamètre de cœur et ouverture numérique	115
3.1.6.2	Recouvrement dopant/lumière . . . . .	116
3.1.6.3	Pompage . . . . .	117
3.1.6.4	Durée de vie du niveau $^3H_4$ . . . . .	118
<b>3.2</b>	<b>Réalisation de la fibre amplificatrice . . . . .</b>	<b>119</b>
3.2.1	Amélioration de l'ouverture numérique . . . . .	119
3.2.2	Taille du cœur . . . . .	121
3.2.2.1	Cœur large . . . . .	121
3.2.2.2	Etirage-Manchonnage de préforme . . . .	121
3.2.3	Caractéristiques de la fibre amplificatrice . . . . .	121
3.2.3.1	Profil d'indice . . . . .	121
3.2.3.2	Composition du cœur . . . . .	122
3.2.3.3	Atténuation . . . . .	122
3.2.3.4	Durée de vie du niveau $^3H_4$ . . . . .	125
<b>3.3</b>	<b>Montage expérimental de l'amplificateur . . . . .</b>	<b>125</b>
3.3.1	Mesure de l'ASE . . . . .	126
3.3.2	Mesures de gain . . . . .	129
3.3.2.1	Montage . . . . .	129
3.3.3	Gain net . . . . .	132
3.3.4	Comparaison avec les simulations numériques . . .	133
3.3.4.1	Ajustement du modèle . . . . .	134
3.3.4.2	Un peu d'espoir . . . . .	137
<b>3.4</b>	<b>Conclusion du chapitre 3 . . . . .</b>	<b>138</b>

---

## 3.1 Modélisation du TDFA

L'étude d'un dispositif tel que le TDFA nécessite deux approches complémentaires. Une étude expérimentale et une approche permettant de simuler le comportement de l'amplificateur. L'approche expérimentale est essentielle car elle seule permet de constater les effets physiques et seuls les résultats expérimentaux permettront de valider le fonctionnement de l'amplificateur.

Cependant la réalisation d'une étude uniquement expérimentale est quasiment impossible. Etudier l'effet de chaque paramètre, ouverture numérique, diamètre de cœur, temps de vie du niveau  $^3H_4$ , longueur d'onde de pompe..., ayant un effet sur les propriétés de l'amplificateur demande une somme de travail et un matériel à disposition considérable. Pour étudier l'effet de l'ouverture numérique de la fibre optique, par exemple, on doit disposer exactement de la même fibre, de même composition, avec différentes différences d'indice du cœur. Connaissant la difficulté de fabrication des fibres optiques, cela est quasiment irréalisable dans un délai court.

Il est donc essentiel de disposer d'un modèle physique pour pouvoir réaliser des simulations numériques. Dans celles-ci, l'étude systématique de la variation des différents paramètres est très aisée. Cependant, comme nous l'avons déjà dit, les résultats des simulations numériques demandent une validation expérimentale. En effet, nous ne sommes pas à l'abri d'une simplification abusive dans le modèle qui entraîne dans les simulations un effet physique qui n'a pas de réalité.

En dépit d'efforts expérimentaux importants dans le champ des TDFA bande-S durant ces dix dernières années, il manquait toujours un modèle théorique complet et détaillé pour simuler le fonctionnement du TDFA. Le premier modèle numérique de TDFA bande-S a été présenté en 2001 par Lee *et al* [81]. Depuis, quelques modèles concernant la spectroscopie des fibres optiques en verre fluoré dopées au thulium ont été présentés. Jackson *et al* ont simulé le fonctionnement d'un laser à  $2\ \mu\text{m}$  [40] et Lincoln *et al* ont réalisé un modèle à quatre niveaux pour étudier la décroissance de la fluorescence à partir des niveaux  $^3H_4$  et  $^1D_2$  [82]. Une analyse élaborée des équations de population du TDFA bande-S a été présentée par Komukai *et al* en 1995, mais ni le modèle numérique ni les résultats de l'amplificateur ne sont présentés dans cet article [45].

Dans cette section, nous allons voir le modèle théorique et numérique du TDFA band- S développé au LPMC<sup>1</sup>. Le modèle est résolu spectralement et spatialement. Il prend en compte toutes les transitions permises pour le

---

<sup>1</sup>Le modèle numérique a été réalisé par Pavel Peterka, de l'IREE, durant son stage post-doctoral 2002-2003, et utilisé ensuite intensivement par l'auteur

thulium et permet donc d'étudier tous les schémas de pompage proposés jusqu'à aujourd'hui. Ce modèle est présenté dans un article paru en 2004 [83].

### 3.1.1 Propagation des ondes dans l'amplificateur

La modélisation de l'amplificateur permet de calculer la puissance des rayonnements à chaque longueur d'onde présente dans la fibre, en tout point de celle-ci. On peut ainsi déduire les populations locales des niveaux atomiques.

La fibre est un cylindre de longueur  $L$  et de rayon de cœur  $a$ . On utilise donc un repère cylindrique  $(r, \theta, z)$  pour décrire la fibre. La différence d'indice entre la gaine optique et le cœur est  $\Delta N$ . Le plus souvent on considère un cœur à saut d'indice mais il est également possible de choisir un autre profil pour les simulations. Les ions de thulium sont considérés comme étant répartis uniformément dans un rayon  $b$  avec une densité  $N(r)$ .

Pour le modèle, la fibre est découpée en volumes infinitésimaux de longueur  $dz$ , comme illustré sur la figure 3.1.

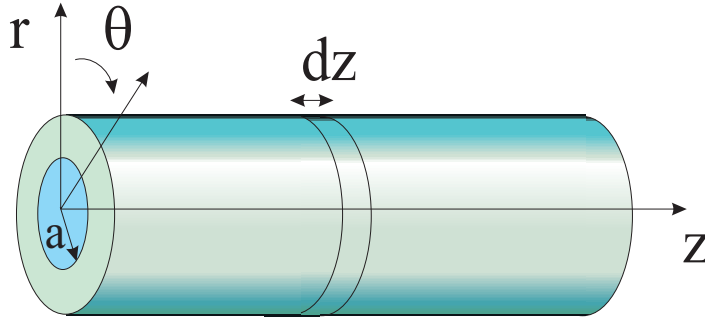


FIG. 3.1 – Schéma de la fibre optique

On injecte dans la fibre les différentes ondes, de signal et de pompe, qui servent à l'amplificateur. Pour réaliser le modèle numérique, on discrétise les longueurs d'onde. Les différentes radiations dans la fibre possèdent une largeur spectrale  $\Delta\lambda_k$  autour de la longueur d'onde  $\lambda_k$ , et une puissance  $P_k$ . Ces radiations peuvent décrire aussi bien les signaux ou les pompes avec une largeur spectrale fine ( $\Delta\lambda_k \approx 0$ ) que la fluorescence due à l'émission spontanée amplifiée (*Amplified Spontaneous Emission* ASE) avec une large bande spectrale. Dans ce cas,  $\Delta\lambda_k$  est donnée par la largeur spectrale des bandes ASE respectives et par le nombre de points divisant l'intervalle spectral, de sorte que sur une bande  $i \rightarrow j$  :

$$\sum_k \sigma_{ij}(\lambda_k) \Delta\lambda_k = \int_0^\infty \sigma_{ij}(\lambda) d\lambda \quad (3.1)$$

- Le signal est composé de  $N$  canaux de longueurs d'onde  $(\lambda_1^s, \dots, \lambda_N^s)$ , se propageant dans la même direction. L'intensité en chaque point de la fibre est notée  $I^s(\lambda_k^s, r, \theta, z)$  et la puissance au point  $z$ , sur une section de fibre est  $P^s(\lambda_k^s)$ .
- La pompe est composée d'une à trois longueurs d'onde différentes qui peuvent être co-propagatives (injectées dans la fibre en  $z = 0$ ) ou contra-propagatives (injectées en bout de fibre ( $z = L$ )). Les longueurs d'onde de pompe peuvent être choisies parmi les bandes principalement utilisées pour le pompage du TDFA (cf figure 1.35, page 58), à savoir autour de  $1060 \text{ nm}$ ,  $1410 \text{ nm}$ ,  $1240 \text{ nm}$ ,  $780 \text{ nm}$  et  $1540 \text{ nm}$ . On peut donc ainsi étudier tous les schémas de pompage reportés à ce jour.

Les niveaux d'énergie et les transitions considérés sont répertoriés sur la figure 3.2. Nous allons passer en revue les différents taux de transitions utilisés et les approximations faites pour établir les équations de population des niveaux atomiques du thulium. Les niveaux  $^3F_2$  et  $^3F_3$  sont très proches et sont donc traités comme un niveau unique dans le modèle (niveau 4). Les taux d'absorption et d'émission stimulée de toutes les bandes ASE présentes sont pris en compte dans le modèle (c'est-à-dire autour de  $470$ ,  $800$ ,  $1470$  et  $1800 \text{ nm}$ ).

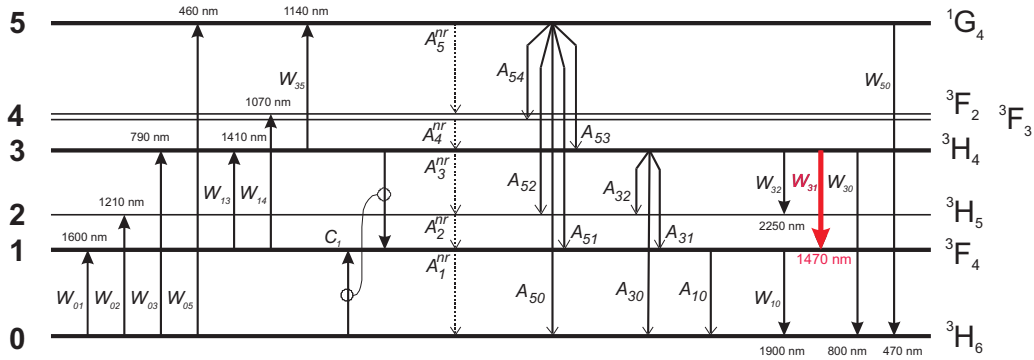


FIG. 3.2 – Diagramme d'énergie du thulium avec toutes les transitions prises en compte dans le modèle

L'amplification stimulée du signal est gouvernée par  $W_{31}$ . Les processus de désexcitations spontanées sont décrits par les taux de désexcitations radiatives et non-radiatives  $A_{ij}^r$  et  $A_{ij}^{NR}$ . Les taux de désexcitations non-radiatives des niveaux  $^3F_3$  et  $^3H_5$  vers les niveaux directement inférieurs sont dominants

par rapport aux autres taux de désexcitations ( $\gg 10^5 s^{-1}$ ), les populations de ces deux niveaux sont négligées dans le modèle. Comme jusqu'à présent il n'a jamais été observé d'effet laser sur les transitions  $^1G_4 \rightarrow ^3H_4$  et  $^1G_4 \rightarrow ^3F_4$  [13], les coefficients  $W_{53}$  et  $W_{51}$  n'ont pas été pris en compte. Enfin, comme les fibres réalisées ont une concentration en thulium très inférieure à 1000 *ppm*, le processus de relaxation croisée C1 ( $^3F_4 \rightarrow ^3H_4$ ,  $^3H_6 \rightarrow ^3H_4$ ) est lui aussi négligé.

Le champ électrique  $E(r, \phi)$  est calculé en résolvant les équations de propagation des ondes. Pour les longueurs d'onde en dessous de la longueur d'onde de coupure de la fibre, on considère que tous les modes sont également excités. La propagation de chaque radiation du modèle, pour une fibre monomode, est décrite par la même forme d'équation différentielle :

$$\begin{aligned} \frac{dP(\lambda)}{dz} = & \Gamma(\lambda)P(\lambda) \sum_{ij}^{10,30,31,50,32} (N_i \sigma_{ij}(\lambda) - N_j \sigma_{ji}(\lambda)) \\ & - \Gamma(\lambda)P(\lambda)(N_0 \sigma_{02}(\lambda) + N_1 \sigma_{14}(\lambda) + N_3 \sigma_{35}(\lambda)) \\ & + \Gamma(\lambda) \sum_{ij}^{10,30,31,50,32} 2h\nu_{ij} \Delta\nu N_i \sigma_{ij}(\lambda) - \alpha(\lambda)P(\lambda) \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$(3.3)$$

Ces équations sont valables pour les ondes co-propagatives  $P^+$  et contra-propagatives  $P^-$ . Le premier terme, du côté droit des équations, représente les signaux, la pompe ou l'émission spontanée amplifiée. Le second terme décrit uniquement les absorptions du rayonnement de pompe à partir du niveau fondamental, pour les longueurs d'onde où il n'y a pas d'émission significative. Le troisième terme représente la génération spontanée de photons et  $\alpha$  est l'expression des pertes de fond de la fibre.  $\Gamma$  est le facteur de recouvrement entre le champ électrique et les ions de thulium, défini par :

$$\Gamma(\lambda) = \frac{\int_0^\infty |E(r, \phi, \lambda)| d(r) r dr}{\int_0^\infty |E(r, \phi, \lambda)|^2 r dr} \quad (3.4)$$

où  $d(r)$  est la répartition des ions  $Tm^{3+}$  dans le cœur de la fibre optique.  $N(r) = N^0 \cdot d(r)$ , tel que :  $\int_0^\infty N(r) \cdot r \cdot dr = N^0 \cdot \pi \cdot b^2$

### 3.1.2 Equations de population des niveaux atomiques

En tenant compte des considérations sur les niveaux atomiques et les transitions pertinentes, on peut écrire les équations des densités de population des niveaux atomiques, valables en un point  $z$  de la fibre :

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} = & N_0(W_{01} + W_{02}) \\ & - N_1(W_{10} + W_{13} + W_{14} + A_1^{NR} + A_{10}^{rad}) \\ & + N_3(W_{31} + W_{32} + A_3^{NR} + A_{32}^{rad} + A_{31}^{rad}) \\ & + N_5(A_{51}^{rad} + A_{52}^{rad}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} = & N_0W_{03} \\ & + N_1(W_{13} + W_{14}) \\ & + N_5(A_5^{NR} + A_{54}^{rad} + A_{53}^{rad}) \\ & - N_3(W_{35} + W_{32} + W_{31} + W_{30} + A_3^{NR} + \sum_{j=0}^2 A_{3j}^{rad}) \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_5}{dt} = & +N_0W_{05} + N_3W_{35} \\ & - N_5(W_{50} + A_5^{NR} + \sum_{j=0}^4 A_{5j}^{rad}) \end{aligned} \quad (3.7)$$

où  $N_0$ ,  $N_1$ ,  $N_3$  et  $N_5$  sont les populations des niveaux associés. Ces équations doivent également satisfaire la relation :

$$N = N_0 + N_1 + N_3 + N_5 \quad (3.8)$$

Les taux d'émission et d'absorption stimulés,  $W_{ij}$  sont fonction de la position et dépendent des puissances des rayonnements. En considérant que les ions sont excités de manière homogène sur une section de fibre, leur expression est décrite par :

$$W_{ij} = \int_0^\infty \Gamma(\lambda) \sigma_{ij}(\lambda) \frac{P_\nu^+(\lambda) + P_\nu^-(\lambda)}{h\nu\pi b^2} d\lambda \quad (3.9)$$

où  $\sigma_{ij}$  sont les sections efficaces,  $h$  est la constante de Planck,  $P^+$  et  $P^-$  sont les densités spectrales de puissance des rayonnements qui se propagent respectivement co et contra-propagativement.

### 3.1.3 Résolution numérique

Le programme a été réalisé dans le langage de programmation C++. Pour résoudre ce système d'équations, on doit calculer la densité spectrale de puissance de chaque onde le long de la fibre décrite par l'équation 3.2, et pour cela, déterminer en chaque point les populations des niveaux atomiques 3.5, 3.6 et 3.7.

Les densités spectrales de puissance sont calculées sur la longueur en partant des conditions initiales (en  $z = 0$ ) connues. Cependant, comme les conditions initiales des rayonnements contra-propagatifs  $P^-$  de l'émission spontanée amplifiée et des rayonnements de pompe ne sont pas connues à l'origine, nous avons utilisé un algorithme itératif de tir et d'interpolation décrit dans la référence [84]. La méthode standard consiste à injecter une valeur initiale pour les ondes contra-propagatives et à remonter jusqu'aux valeurs en fin de fibre, en  $z = L$ . Si les valeurs ne correspondent pas aux valeurs choisies, la puissance du rayonnement en  $z = 0$  est ajustée et on répète l'opération jusqu'à converger vers les bonnes valeurs des conditions limites. Le modèle peut également être utilisé pour simuler un laser. Dans ce cas, les conditions aux limites sont modifiées de manière à tenir compte des réflexions en début et fin de fibre.

Toutes les équations sont intégrées par la méthode de Runge-Kutta-Gill du quatrième ordre, dont une description complète est également faite dans la référence [84].

### 3.1.4 Paramètres du modèle

Pour que les systèmes d'équations que nous venons de décrire permettent de réaliser des prédictions physiques sur le comportement de l'amplificateur à fibre dopée au thulium, on doit les alimenter avec des paramètres physiques pertinents. Le choix des paramètres physiques est crucial pour l'utilisation du modèle numérique, aussi nous les avons choisis avec soin. Dans la mesure du possible, ils ont été mesurés ou calculés à partir des fibres fabriquées au laboratoire mais certains d'entre eux ont été pris dans la littérature. Ces paramètres peuvent être regroupés en deux catégories. Les paramètres optogéométriques de la fibre et les paramètres spectroscopiques.

#### 3.1.4.1 Paramètres optogéométriques

Les paramètres optogéométriques propres à la fibre décrivent sa géométrie, sa capacité à guider un signal lumineux et la répartition du thulium dans le cœur. Ils sont mesurés sur la fibre au moment de sa fabrication.

La concentration des ions de thulium est évaluée grâce aux mesures d'absorption décrites au paragraphe 2.3.1.2. Cette mesure sert également à évaluer les pertes de fond de la propagation du signal. La longueur d'onde de coupure, qui détermine la gamme de fréquence pour laquelle la propagation est unimodale, la répartition des terres rares et l'ouverture numérique de la fibre sont mesurées ou calculées à partir du profil d'indice des préformes. Nous avons considéré que le profil des terres rares était équivalent à celui de l'aluminium qui peut être mesuré directement sur les préformes ou les fibres (voir figure 2.25 p 99). L'ouverture numérique est donnée par la relation :

$$ON = \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad (3.10)$$

et la longueur d'onde de coupure par la relation :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{V_c} ON \quad (3.11)$$

où  $V_c$  est la fréquence de coupure normalisée du mode  $LP_{11}$  et vaut 2,405.

### 3.1.4.2 Paramètres spectroscopiques

#### Sections efficaces

La plupart des sections efficaces d'absorption et d'émission du thulium dans un verre de silice ont été prises dans l'article de Jackson [40]. Il est facile de déterminer les sections efficaces d'absorption à partir des mesures d'atténuation, si on connaît la concentration de la fibre en ion  $Tm^{3+}$ , par la relation 2.4 p. 71. Pour nos fibres, cette concentration est estimée à partir du pic d'absorption à 785 nm en utilisant la valeur de section efficace de l'article de Jackson (voir 2.1.2.2). Nous n'avons donc pas estimé les sections efficaces d'absorption à partir du niveau fondamental à partir des spectres d'atténuation de l'état fondamental mesurés, mais nous avons directement utilisé les valeurs mesurées par Jackson sur les préformes. Les sections efficaces d'absorption à partir des niveaux excités ( $^3F_4 \rightarrow ^3F_{2,3}$  et  $^3H_4 \rightarrow ^1G_4$ ) ont également été prises dans cette référence, ainsi que la section efficace d'émission de la transition  $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$ . Les valeurs des sections efficaces d'absorption et d'émission entre les niveaux  $^3H_4$  et  $^3F_4$  viennent de la thèse de F.Roy. Il s'agit de valeurs mesurées pour des fibres en verre fluoré. Les sections efficaces peuvent donc être différentes dans notre cas, mais ne disposant pas de données pour la silice, nous avons utilisé ces valeurs. La section efficace d'émission de la transition  $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$  a été prise dans la thèse de Carter [85]. La section efficace d'émission de la transition  $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$  a été calculée à partir de la valeur centrale donnée dans l'article de Jackson et la largeur



a été ajustée à partir de nos mesures de fluorescence. Nous avons retenu les transitions les plus probables, compte tenu des taux de branchement entre les niveaux atomiques impliqués dans les transitions. La figure 3.3 montre toutes les sections efficaces utilisés comme paramètres de la simulation.

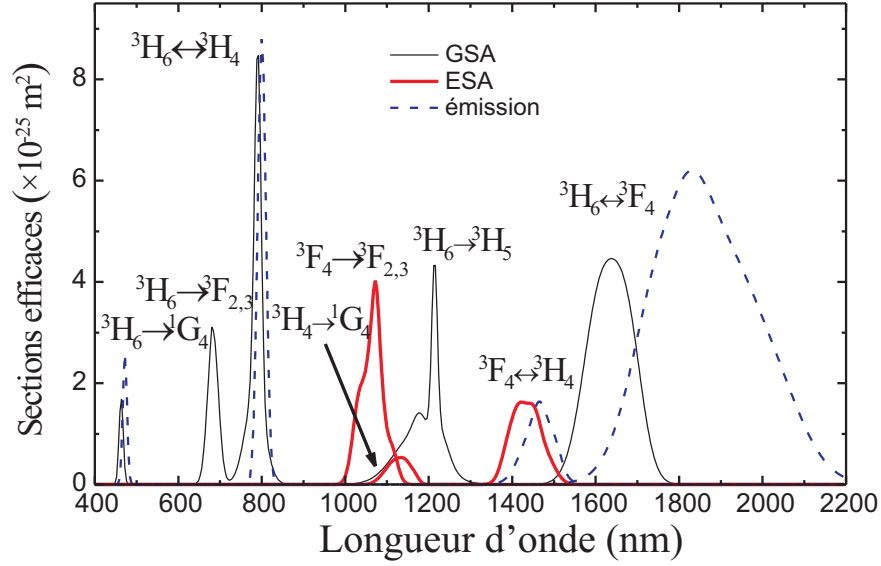


FIG. 3.3 – Sections efficaces utilisées dans le modèle

### Temps de vie des niveaux atomiques

Les temps de vie de la fluorescence des niveaux  $^3H_4$ ,  $\tau_3$ , et  $^3F_4$ ,  $\tau_1$ , ont été mesurés sur les fibres fabriquées au laboratoire. Les mesures de  $\tau_3$  sont détaillées au paragraphe 2.1.3. La valeur implémentée dans la simulation numérique est donc celle de la fibre dont nous voulons simuler les résultats.  $\tau_1$  a été mesuré par D. Simpson, de la *Victoria University* de Melbourne, sur les fibres Al5 ( $425 \mu s$ ), Al6 ( $411 \mu s$ ) et Ge1 ( $344 \mu s$ ). Les mesures de temps de vie de ce niveau atomique et les discussions afférentes peuvent être trouvées dans sa thèse [69]. Pour les fibres dopées à l'aluminium, nous avons choisi de prendre la moyenne des deux mesures, soit  $418 \mu s$ . La valeur de la durée de vie du niveau  $^1G_4$  a été prise dans l'article de Jackson.

Les valeurs des temps de vie radiatifs ont été trouvés dans le livre de Dignonnet [13]. Ils ont été évalués pour un verre hôte de silice grâce au modèle de Judd-Ofelt [23] [24].

### 3.1.4.3 Récapitulatifs des paramètres

Le tableau 3.1 récapitule les différents paramètres utilisés dans la simulation numérique<sup>2</sup>.

Paramètre	Unité	Symbole	Valeur	Remarque
Temps de vie (effectif)	$\mu s$	$\tau_5$	784	Jackson [40]
	$\mu s$	$\tau_3$	50	mesuré
	$\mu s$	$\tau_1$	418	mesuré
Temps de vie radiatif	$\mu s$	$(\sum_{i=0}^4 A_{5i})^{-1}$	860	Digonnet [13]
	$\mu s$	$(\sum_{i=0}^2 A_{3i})^{-1}$	673	
	$\mu s$	$(A_{10})^{-1}$	3500	
taux de branchement		$\beta_{54}$	0,03	(Estimés par Judd-Ofelt Zou [87], Spector [88])
		$\beta_{53}$	0,11	
		$\beta_{52}$	0,30	
		$\beta_{51}$	0,06	
		$\beta_{50}$	0,50	
		$\beta_{32}$	0,03	
		$\beta_{31}$	0,09	
Sections efficaces d'émission		$\beta_{30}$	0,88	
	$m^2$	$\sigma_{50}$	$2,4 \cdot 10^{-25}$	Carter [85]
	$m^2$	$\sigma_{31}$	$1,6 \cdot 10^{-25}$	Roy [2]
	$m^2$	$\sigma_{30}$	$8,5 \cdot 10^{-25}$	Jackson [40]
Sections efficaces d'absorption	$m^2$	$\sigma_{10}$	$6,2 \cdot 10^{-25}$	Roy [2]
	$m^2$	$\sigma_{01}$	$4,4 \cdot 10^{-25}$	Jackson [40]
	$m^2$	$\sigma_{02}$	$4,2 \cdot 10^{-25}$	Jackson [40]
	$m^2$	$\sigma_{03}$	$8,4 \cdot 10^{-25}$	Jackson [40]
	$m^2$	$\sigma_{04}$	$3 \cdot 10^{-25}$	Jackson [40]
	$m^2$	$\sigma_{05}$	$1,4 \cdot 10^{-25}$	Jackson [40]
	$m^2$	$\sigma_{13}$	$1,6 \cdot 10^{-25}$	Roy [2]
	$m^2$	$\sigma_{14}$	$4 \cdot 10^{-25}$	Jackson [40]
	$m^2$	$\sigma_{35}$	$0,4 \cdot 10^{-25}$	Jackson [40]

TAB. 3.1 – Récapitulatif des paramètres utilisés dans la simulation numérique

<sup>2</sup>Il a été porté à notre attention que les valeurs des sections efficaces mesurées dans un verre fluoré ont été affinées depuis dans la référence [86]

### 3.1.5 Validité et critique du modèle

Pour valider les simulations numériques, nous avons effectué un test en prenant comme valeurs de comparaison le modèle du laser fonctionnant à  $2\,\mu\text{m}$  réalisé par Jackson [40]. La simulation a montré un excellent accord avec les résultats de Jackson, comme en témoigne la figure 3.4. Le modèle du TDFA a été testé en reproduisant les résultats de Kasamatsu *et al* dans un verre fluoré [50]. Les résultats ont ici donné un accord qualitatif avec l'expérience. Ceci est attribué au manque d'information sur les paramètres donnés dans l'article. La simulation peut donc nous fournir des résultats, au moins qualitatifs, sur le fonctionnement du TDFA avec les fibres que nous fabriquons. Nous verrons dans la section 3.3.4 la comparaison entre le modèle et le TDFA dans une fibre en silice, mais avant cela, nous allons l'utiliser pour mettre au point la fibre amplificatrice qui servira à la mesure du gain.

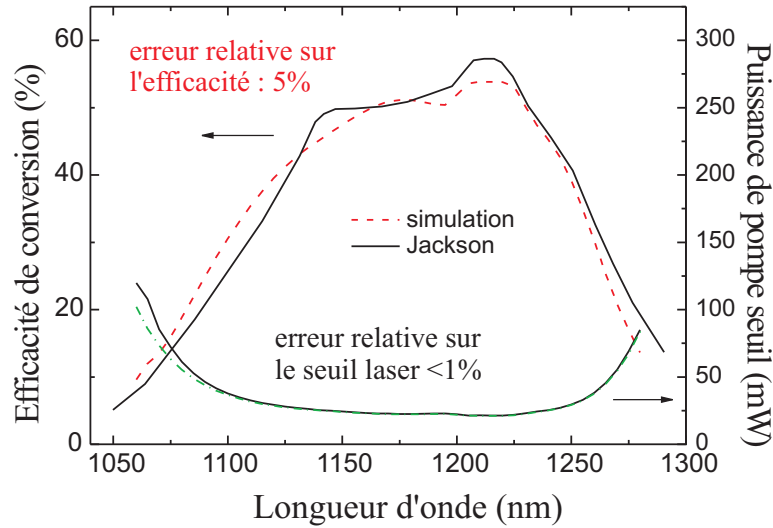


FIG. 3.4 – Simulations numériques : Comparaison avec les résultats de Jackson pour le laser à  $2\,\mu\text{m}$

### 3.1.6 Etude des paramètres pertinents pour le gain

A l'aide de notre modèle numérique, nous allons maintenant étudier les paramètres qui ont une influence sur le gain de l'amplificateur. Pour les préformes et les fibres optiques, nous pouvons adapter les processus de fabrication afin de modifier la géométrie des échantillons. Nous avons, en revanche, peu de contrôle sur les propriétés spectroscopiques du thulium, mis à part le

temps de vie du niveau  ${}^3H_4$ . Nous allons donc étudier l'influence des paramètres optogéométriques sur le gain, pour une fibre dont la durée de vie du niveau  ${}^3H_4$  du thulium est égale au meilleur résultat que nous avons obtenu, c'est-à-dire  $50\ \mu s$ . Pour les simulations, nous utilisons un schéma de pompage réaliste, de  $1W$  de pompe à  $1060\ nm$ , injecté co-propagativement au signal. Nous avons vu au paragraphe 1.2.2.2, que c'était loin d'être le choix le plus efficace. Cependant, sa simplicité nous permet d'étudier facilement l'effet des paramètres optogéométriques et le rend facile à réaliser expérimentalement.

### 3.1.6.1 Diamètre de cœur et ouverture numérique

La figure 3.5 montre les résultats des simulations numériques pour un temps de vie du niveau  ${}^3H_4$  de  $50\ \mu s$ , une puissance de pompe de  $1W$  à  $1064\ nm$ , une puissance du signal à  $1470\ nm$  de  $10\ \mu W$  et une concentration en thulium de  $1,5 \cdot 10^{25}\ m^{-3}$ . Les paramètres qui varient sont le diamètre du cœur de la fibre,  $2a$ , et l'ouverture numérique,  $ON$ . La longueur de la fibre a été optimisée pour chaque ouverture numérique pour le diamètre de cœur qui rend la fibre unimodale à la longueur d'onde du signal. Il est à noter que le modèle numérique a été réalisé pour simuler un régime unimodal. Les résultats sont donc présentés ici dans le cas où seul le mode fondamental est excité. Sur chaque courbe, les zones qui correspondent à une propagation unimodale du signal et de la pompe sont marquées par des flèches, respectivement pleine et en pointillés.

Le gain à  $1470\ nm$  dépend du diamètre du cœur de la fibre. Pour l'ouverture numérique de 0,2, par exemple, qui correspond à la fibre Al7, le gain maximal est obtenu pour un diamètre de cœur de  $4\ \mu m$ , et il décroît rapidement lorsque l'on s'écarte de cette valeur. Ceci est vrai pour toutes les ouvertures numériques, pour lesquelles le maximum de gain se trouve à diamètres de cœur différents. Pour optimiser le gain, le diamètre de cœur doit être tel que la fibre soit monomode à la longueur d'onde du signal. L'amplification dépend également de l'ouverture numérique. Plus la différence d'indice du cœur est élevée, plus l'ouverture numérique est importante et plus le gain maximal est grand. Le gain maximal va de 0,15 dB seulement pour  $ON = 0,1$  ( $\Delta n = 4 \cdot 10^{-3}$ ) jusqu'à 12 dB pour  $ON = 0,4$  ( $\Delta n = 50 \cdot 10^{-3}$ ). Ce résultat montre l'intérêt d'avoir l'ouverture numérique la plus grande possible, qui permet par un meilleur recouvrement du signal d'augmenter le paramètre de recouvrement. Il serait intéressant de réaliser un TDFA dans une fibre microstructurée où l'ouverture numérique peut atteindre jusqu'à 1.

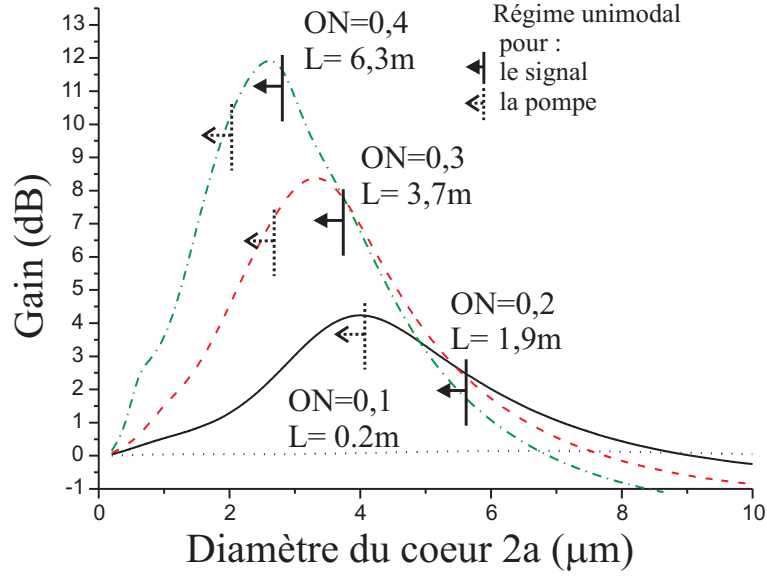


FIG. 3.5 – Simulations numériques : Gain à 1470 nm en fonction du diamètre de cœur et de l'ouverture numérique de la fibre

### 3.1.6.2 Recouvrement dopant/lumière

Il est également intéressant d'étudier l'effet du recouvrement entre le cœur de la fibre et le rayon de dopage des ions de thulium. Le paramètre que nous étudions ici est le rapport des rayons de cœur et de dopage :

$$B = \frac{b}{a} \quad (3.12)$$

B joue sur le facteur de recouvrement  $\Gamma$ . Il détermine si la puissance du laser de pompe est utilisée efficacement pour exciter les ions de thulium et parvenir à l'inversion de population. La figure 3.6 a été réalisée dans les mêmes conditions que les simulations précédentes, c'est-à-dire avec 1W de pompe à 1064 nm en co-propagatif, un signal de 10 μW à 1470 nm, les longueurs ont été optimisées pour donner le gain maximal avec un diamètre de cœur permettant une propagation monomode du signal. Cette figure montre l'influence du paramètre B sur le gain pour différentes ouvertures numériques. On observe là aussi l'importance du recouvrement B. Chaque courbe montre un maximum puis diminue rapidement lorsqu'on s'écarte de cette valeur. Pour les petites ouvertures numériques, le maximum est obtenu pour B inférieur à 1, c'est-à-dire quand le rayon de dopage est inférieur au rayon du cœur. Quand l'ouverture numérique augmente, le B optimum se rapproche

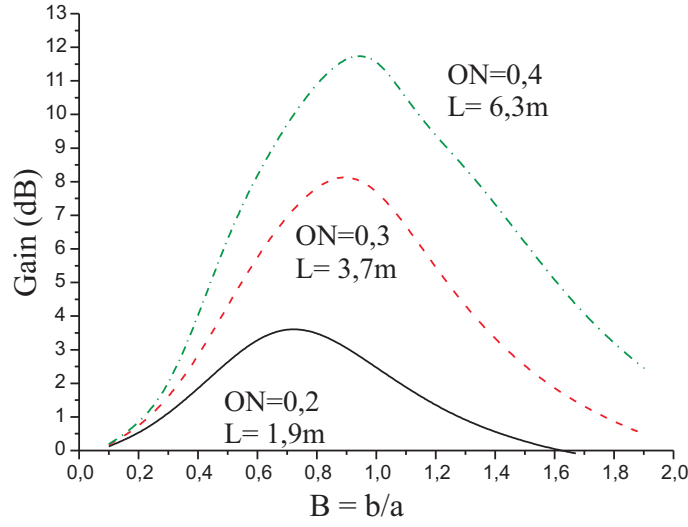


FIG. 3.6 – Simulations numériques : Gain en fonction du paramètre  $B$  pour différentes ouvertures numériques

de 1. Pour  $ON=0,4$ , le gain maximum est obtenu si les rayons de dopage et de cœur coïncident. Nous verrons au paragraphe 3.2.1 que le contrôle du paramètre  $B$  n'est pas évident pour les fibres co-dopées avec une forte concentration d'aluminium.

### 3.1.6.3 Pompage

Nous avons choisi d'utiliser le schéma de pompage de Komukai [45], par upconversion avec une longueur d'onde de pompe de  $1064\text{ nm}$ . Les simulations permettent d'étudier d'autres longueurs d'onde de pompe pour ce schéma, ainsi que l'effet de la puissance de pompe. Les paramètres de la simulation sont toujours les mêmes sauf précision contraire. Les longueurs de fibre ont été optimisées pour maximiser le gain à  $1470\text{ nm}$ . Le schéma de pompage par upconversion utilise trois absorptions différentes centrées à des longueurs d'onde différentes. Ainsi, l'efficacité de l'inversion de population, donc du gain, dépend grandement de la longueur d'onde de la pompe et de sa puissance. Sur la figure 3.7 (1) ( $ON = 0,2$ ), on observe que la longueur d'onde de pompe optimale pour  $0,5\text{ W}$  est  $1072\text{ nm}$ . Elle est légèrement décalée lorsque la puissance augmente jusqu'à  $1070\text{ nm}$  avec  $2\text{ W}$  de pompe. Pour  $ON = 0,3$  (figure 3.7 (2)) la dépendance de la longueur d'onde de pompe optimale avec la puissance est plus nette. La longueur d'onde qui maximise le gain à  $1470\text{ nm}$  passe de  $1072\text{ nm}$  pour une puissance de pompe de  $0,5\text{ W}$ ,

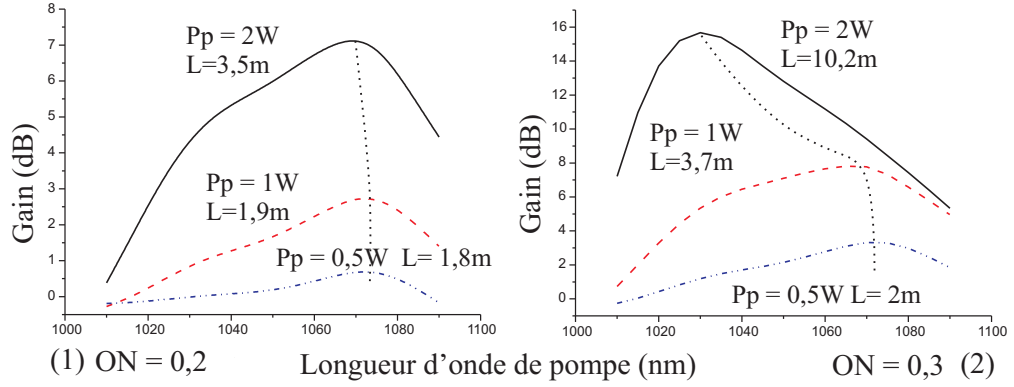


FIG. 3.7 – Simulations numériques : Gain en fonction de la longueur d'onde et de la puissance de pompe pour le pompage par upconversion (1)  $ON = 0,2$  (2)  $ON = 0,3$

à  $1030\text{ nm}$  pour  $2\text{ W}$ . Le gain varie avec la puissance de la pompe couplée dans la fibre car l'inversion de population dépend directement de celle-ci. Le schéma de pompage est ici effectué au travers des absorptions de deux photons pour lesquelles les puissances de saturation sont différentes. L'équilibre entre ces deux absorptions dépend donc de la puissance de pompage. Le choix de la longueur d'onde de la pompe doit donc être fait en considérant sa puissance et l'ouverture numérique de la fibre.

#### 3.1.6.4 Durée de vie du niveau $^3H_4$

Enfin, pour illustrer l'amélioration du matériau grâce à l'ajout d' $Al_2O_3$  dans le cœur de la fibre, la figure 3.8 montre le spectre de gain obtenu pour des fibres avec une ouverture numérique de 0,3, un diamètre de cœur de  $3,7\text{ }\mu\text{m}$  et des temps de vie différents. La fibre avec un  $\tau_{^3H_4}$  de  $14\text{ }\mu\text{s}$  correspond à la silice pure et celle avec un  $\tau_{^3H_4}$  de  $50\text{ }\mu\text{s}$  correspond à la meilleure fibre fabriquée. La longueur de fibre et la longueur d'onde de pompe, d'une puissance de  $1\text{ W}$ , ont été optimisées pour maximiser le gain à  $1470\text{ nm}$ . 16 signaux, d'une puissance de  $10\text{ }\mu\text{W}$  chacun, à des longueurs d'onde de  $1430\text{ nm}$  à  $1530\text{ nm}$  ont été envoyés dans les fibres.

On voit que le gain maximal attendu à  $1470\text{ nm}$  pour la fibre dopée à l'aluminium est de plus de  $7,5\text{ dB}$ , alors qu'il ne dépasse pas  $1,5\text{ dB}$  pour la

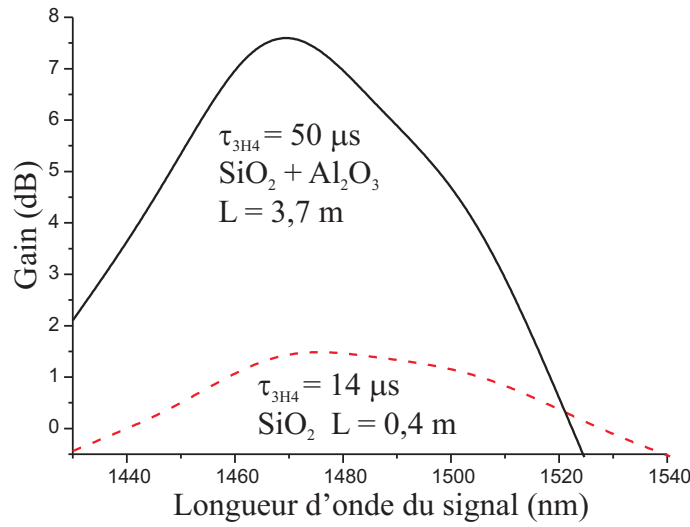


FIG. 3.8 – Simulations numériques : Spectre du gain pour deux fibres avec des temps de vie du niveau  $^3H_4$  différents pour une longueur d'onde de pompe de  $1070 \text{ nm}$

fibre en silice. Cette figure illustre bien l'amélioration du matériau du TDFA que nous avons réalisé. En jouant sur la composition des fibres en silice, nous avons amélioré la capacité des fibres à fonctionner comme amplificateur dans la bande S des télécommunications optiques.

## 3.2 Réalisation de la fibre amplificatrice

Fortes des informations que nous avons obtenues grâce aux simulations numériques, nous allons maintenant nous efforcer de réaliser la meilleure fibre optique possible afin d'expérimenter la mesure de gain. Les deux problèmes majeurs qui limitent le gain des fibres fortement dopées à l'aluminium sont l'ouverture numérique et la taille du cœur.

### 3.2.1 Amélioration de l'ouverture numérique

L'ouverture numérique est liée à la différence d'indice entre le cœur et la gaine optique de la fibre. Nous avons vu que le temps de vie du niveau  $^3H_4$  était augmenté grâce à l'apport d'aluminium. Dans les fibres réalisées, l'indice optique est dû à la présence d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  uniquement et nous avons atteint le maximum de concentration possible avec Al7 (8,7 % *mol* de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ).



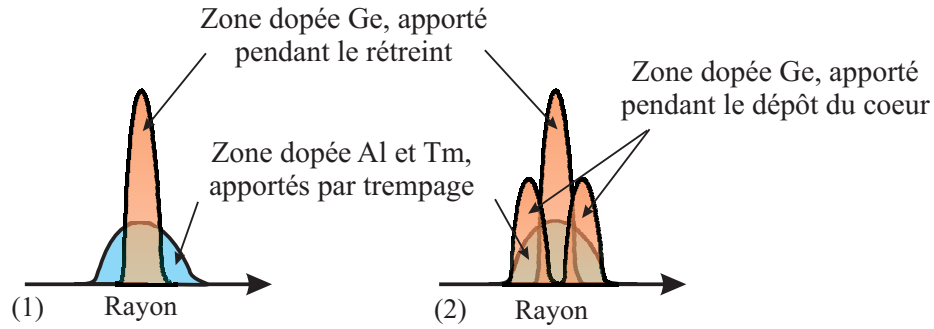


FIG. 3.9 – Illustration du recouvrement du cœur et du thulium dans la fibre en fonction de la méthode de fabrication : (1) Dopage Ge au rétreint. (2) Dopage Ge durant le dépôt de cœur et le rétreint

Pour augmenter encore l'indice optique, nous avons ajouté du germanium dans le cœur de la fibre co-dopée thulium aluminium. Nous avons vu que l'apport de cet élément nous a permis d'atteindre un  $\Delta n$  de plus de  $25 \cdot 10^{-3}$  pour Ge2, ce qui correspond à une ouverture numérique de 0,27, mais avait un effet limité sur les désexcitations non-radiatives. Si un effet se fait cependant ressentir, celui-ci devrait être favorable. Nous contrôlons cependant que le temps de vie du niveau  $^3H_4$  des ions  $Tm^{3+}$  de la fibre fabriquée est équivalent à celui mesuré sur Al7, à savoir  $50 \mu s$ , afin de vérifier que l'ajout de germanium n'a pas d'effet sur les désexcitations non-radiatives.

Il faut néanmoins considérer un problème qui peut intervenir en raison de la modification de la composition de la fibre optique :

Durant la fabrication de la préforme, le dopage au germanium le plus efficace est réalisé pendant les passes de rétreint. Le cœur obtenu est alors très fin. En utilisant cette méthode, les zones dopées au germanium et au thulium risquent de ne pas se recouvrir. Or les simulations numériques réalisées en faisant varier le paramètre B ont montré que les rayons de cœur et de dopage doivent être les plus proches possible. Nous avons donc réalisé un dépôt de germanium durant le dépôt des couches poreuses de cœur en passe arrière (paragraphe 2.2.1.1). La figure 3.9 illustre le processus de fabrication de la préforme.

### 3.2.2 Taille du cœur

#### 3.2.2.1 Cœur large

L'autre paramètre que nous devons améliorer est la taille du cœur des fibres. Nous avons vu au paragraphe 2.2.4.1 que la fabrication des préformes avec une forte concentration d'aluminium provoque un cœur très large, de l'ordre de  $500\ \mu m$ . Une fois tirée en une fibre de  $125\ \mu m$  de diamètre, le cœur a donc un diamètre de l'ordre de  $7\ \mu m$ . Il est beaucoup trop gros pour la réalisation d'un amplificateur efficace. Si on reporte cette valeur sur la figure 3.5, on voit que le gain attendu est nul pour toutes les ouvertures numériques. Il n'est pas possible de tirer une fibre avec un diamètre suffisamment fin pour ajuster le cœur car celle-ci serait alors trop cassante pour être manipulée. De plus la taille du four de fibrage ne nous permet pas d'y installer des préformes dont le diamètre est supérieur à  $15\ mm$ .

#### 3.2.2.2 Etirage-Manchonnage de préforme

Pour obtenir la taille de cœur souhaitée de la fibre, nous avons recouru à l'étirage et au manchonnage de la préforme. L'étirage, dont la réalisation n'avait jamais été faite au laboratoire, consiste à étirer la préforme afin de réduire son diamètre et celui du cœur par homothétie. La préforme qui mesure alors quelques millimètres de diamètre est ensuite remontée sur le tour MCVD afin de lui rajouter un manchon de tube substrat. Ces opérations sont difficiles à réaliser avec nos installations, mais nous sommes ainsi parvenu à obtenir une préforme avec un cœur <sup>3</sup>.

### 3.2.3 Caractéristiques de la fibre amplificatrice

Nous avons fabriqué la fibre TDFA1 en suivant les méthodes exposées plus haut.

#### 3.2.3.1 Profil d'indice

Le profil d'indice a été mesuré sur la fibre optique (figure 3.10).  $\Delta n$  au centre du cœur vaut  $18.10^{-3}$ , ce qui correspond à une ouverture numérique de 0,23. Malgré nos efforts durant la fabrication, nous ne sommes pas parvenu à améliorer de manière significative l'ouverture numérique de cette fibre, comparée à celle de Al7. La largeur à mi-hauteur du cœur est de  $4,3\ \mu m$ . La longueur d'onde de coupure calculée à partir de ces valeurs est  $\lambda_c = 1290\ nm$ .

---

<sup>3</sup>Le manchonnage et l'étirage sont expliqués dans l'annexe A

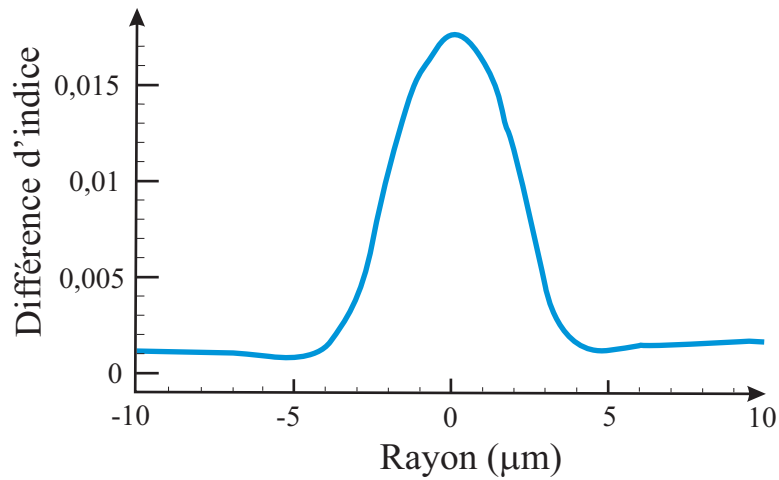


FIG. 3.10 – Profil d'indice de la fibre TDFA1

### 3.2.3.2 Composition du cœur

La composition du cœur en oxyde a été mesurée par EPMA. Les résultats sont présentés dans la figure 3.11. L'incorporation de germanium est très limitée, avec une concentration maximale de 4 % *mol*, si bien que l'essentiel du profil est dû à la présence d'aluminium. En considérant que l'aluminium et le thulium -dont la faible concentration ne peut pas être mesurée par cette technique- sont localisés dans les mêmes zones, le paramètre de recouvrement B est proche de 1. Il semble que le dopage fort en alumine (plus de 9 % *mol* au centre) empêche le germanium de s'insérer dans le réseau du verre.

### 3.2.3.3 Atténuation

La figure 3.12 présente le spectre d'absorption de la fibre. On déduit du pic d'absorption à 785 nm une concentration en ions  $Tm^{3+}$  de 70 ppm.

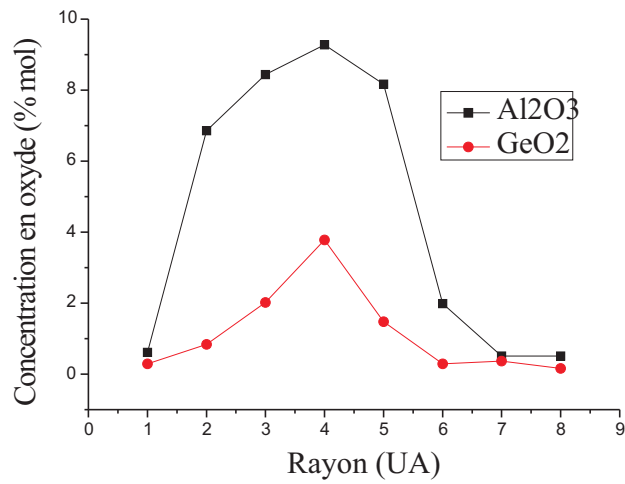


FIG. 3.11 – Mesure de la composition du cœur par EPMA

On remarque sur la figure, la présence d'une bande d'absorption centrée à  $1380\text{ nm}$ , typique de la présence d'ions  $\text{OH}^-$  dans la fibre. Cette absorption correspond à une concentration en ions  $\text{OH}^-$  de  $15\text{ ppm}$  [61].

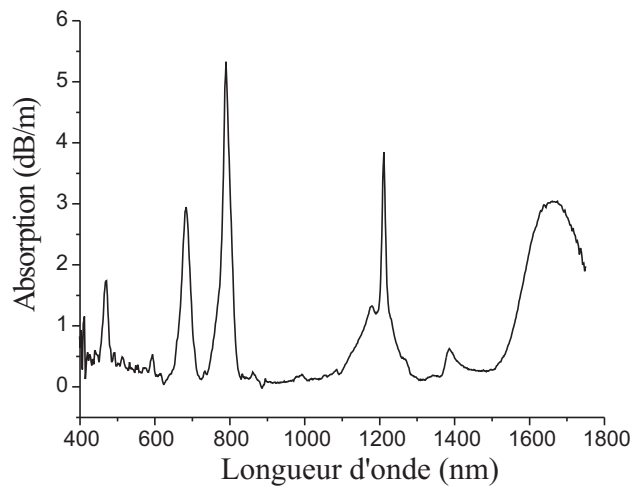


FIG. 3.12 – Spectre d'absorption de TDFA1

### Pertes dans la bande S

Les pertes de fond dans la bande S, mesurées sur la fibre sont de  $0,1 \text{ dB/m}$  (figure 3.13). Les pertes sont donc très importantes comparées aux  $0,2 \text{ dB/km}$  atteints par les fibres de télécommunications standard.

Elles sont en grande partie dues à l'atténuation des ions  $\text{OH}^-$ . La présence d'eau dans la fibre vient de la méthode de séchage du cœur de la préforme, une fois le trempage effectué. En effet la préforme est séchée à l'air libre pendant plusieurs minutes, durant lesquelles l'eau peut s'infiltrer. Pour réduire la concentration des radicaux hydroxydes, il faut réaliser entièrement la préforme, y compris le séchage, dans une atmosphère contrôlée. Les pertes peuvent également provenir de l'inhomogénéité du cœur dont nous avons discuté au paragraphe 2.2.4.1. Il a été montré que les pertes de fond de la fibre

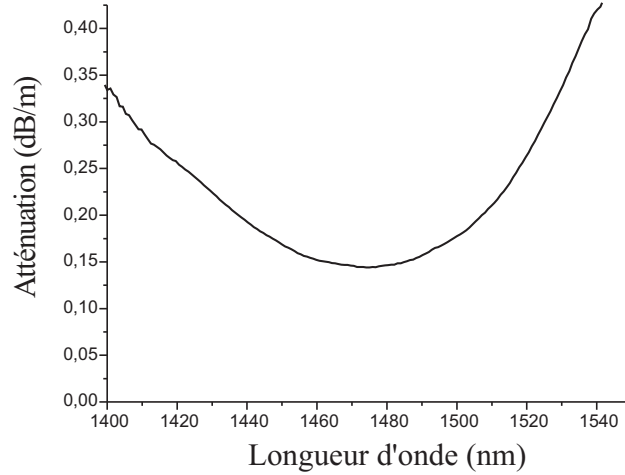


FIG. 3.13 – Pertes de fond de TDFA1

étaient un facteur important de limitation de l'efficacité de l'amplification du TDFA en verre fluoré [2]. Des efforts doivent donc être réalisés lors de la fabrication pour limiter ces pertes.

### Longueur d'onde de coupure

La longueur d'onde de coupure a été mesurée sur le montage de mesure de l'absorption. Nous avons trouvé une longueur d'onde de coupure du mode  $LP_{11}$  de  $1525 \text{ nm}$ , différente de la valeur calculée à partir du profil d'indice. La fibre est donc bimodale aux longueurs d'ondes du signal et de la pompe. C'est regrettable car cela limite la pertinence des comparaisons qui peuvent être faites entre les simulations numériques unimodales et l'expérience.

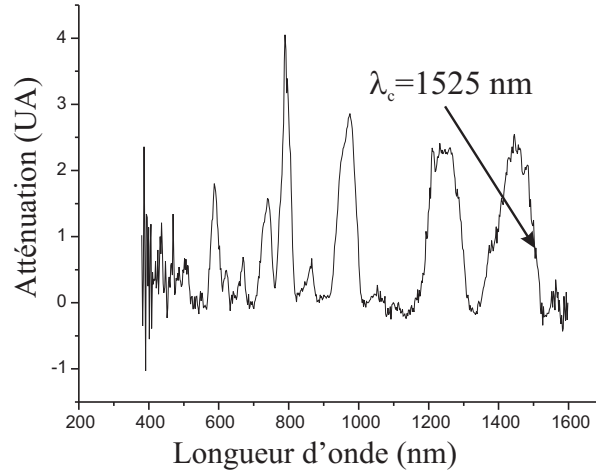


FIG. 3.14 – Mesure de la longueur d'onde de coupure de TDFA1

#### 3.2.3.4 Durée de vie du niveau $^3H_4$

La durée de vie du niveau  $^3H_4$  a été mesurée sur TDFA1. Le déclin temporel de la fluorescence à  $802 \text{ nm}$  est présenté sur la figure 3.15. On trouve un temps de vie de  $48 \mu\text{s}$ , proche du temps de vie obtenu pour la fibre Al7. Nous avons donc amélioré les caractéristiques optogéométriques de la fibre Al7, tout en conservant une composition proche, qui permet d'avoir un temps de vie du niveau  $^3H_4$  amélioré par rapport aux fibres en silice. Nous allons voir la mesure de l'amplification avec cette fibre dont les désexcitations non-radiatives depuis le niveau haut de la transition amplificatrice du thulium dans la bande S ont été réduites.

### 3.3 Montage expérimental de l'amplificateur

Nous allons voir maintenant la mesure de l'amplification du TDFA avec la fibre TDFA1 dont nous venons de présenter les caractéristiques. Le LPMC ne dispose pas du matériel nécessaire pour cette expérience, en particulier la source du pompage optique. Les mesures ont donc été réalisées à l'Institute of Radio Engineering and Electronics (IREE) lors de ma visite à Prague dans le cadre d'une collaboration. Le montage et les mesures ont été réalisés avec l'aide de P. Peterka. Le schéma de pompage par upconversion avec une seule longueur d'onde de pompe à  $1060 \text{ nm}$  a été choisi pour la disponibilité des composants. Ce schéma de pompage est peu efficace, mais, le but de ces mesures n'est pas d'obtenir la meilleure amplification possible du TDFA en

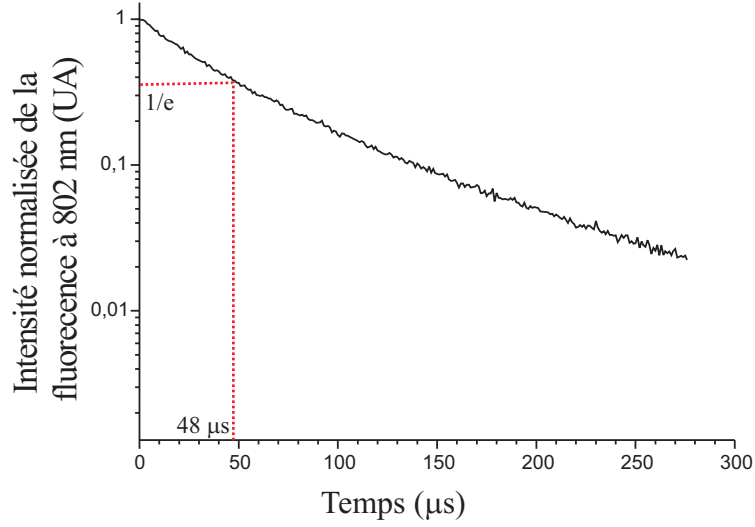


FIG. 3.15 – Déclin de TDFA1

silice, mais de démontrer sa faisabilité et de discuter les valeurs obtenues par rapport à celles du modèle.

### 3.3.1 Mesure de l'ASE

Nous avons commencé par mesurer l'amplification de l'émission spontanée de la fibre TDFA1 dans les conditions du pompage de l'amplificateur. La présence d'ASE provoque une perte d'efficacité pour l'amplificateur, dans la mesure où une partie non négligeable de la puissance de pompe est utilisée pour participer à ce phénomène qui est une source de bruit pour l'amplificateur à fibre dopée aux terres rares : c'est donc un paramètre à prendre en compte.

Le montage est présenté sur la figure 3.17. Un laser à fibre dopée Erbium-Ytterbium émet le rayonnement de pompe à  $1060\text{ nm}$ , dans une fibre mono-mode. La pompe est ensuite injectée dans un coupleur WDM  $1060/1550\text{ nm}$  et la totalité de la puissance est envoyée vers la fibre TDFA1, raccordée par une soudure. La puissance maximale, mesurée en sortie du coupleur, est de  $1400\text{ mW}$ . Nous avons utilisé  $11\text{ m}$  de fibre dopée pour cette mesure. Un autre coupleur WDM, identique au premier, est soudé en sortie de fibre de manière à évacuer la pompe pour ne pas endommager l'analyseur de spectre raccordé à l'autre bras. Les deux analyseurs de spectre servent à mesurer le signal de l'amplification de l'émission spontanée co et contra-propagative. Les spectres d'émission sont présentés sur les figures 3.19 et 3.20.

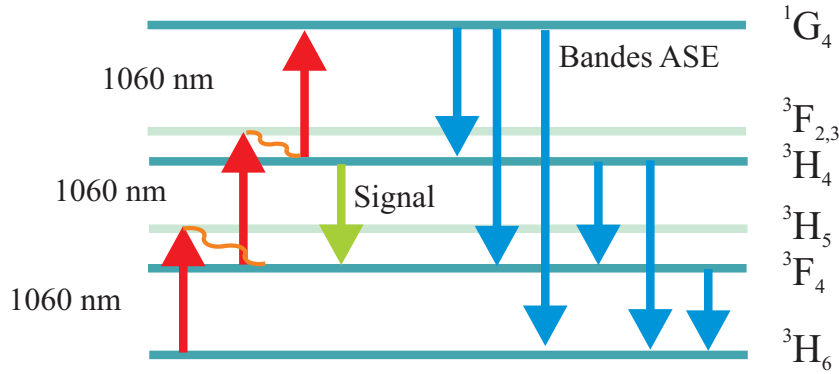


FIG. 3.16 – Schéma de pompage à 1060 nm avec les bandes ASE

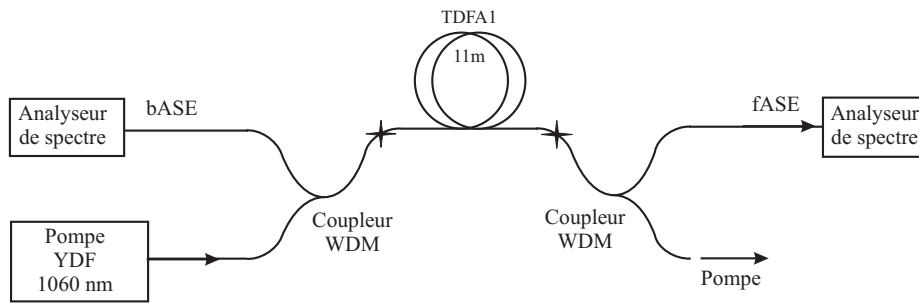


FIG. 3.17 – Montage de la mesure de l'ASE

On observe les émissions à partir des niveaux métastables peuplés par le laser de pompe. L'ASE provient des niveaux  $^3F_4$ ,  $^3H_4$  et  $^1G_4$ . Les pics d'émission ont été identifiés sur la figure 3.19. Nous observons plusieurs bandes d'émission intenses provenant du niveau  $^1G_4$ . La fibre dopée thulium brille d'un bleu profond pour une puissance de pompe de plusieurs centaines de  $mW$  (voir figure 3.18), témoignant de l'émission  $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$  vers  $480 nm$ . La bande d'émission rouge, centrée à  $650 nm$  est attribuée à l'émission entre les niveaux  $^1G_4$  et  $^3F_4$ . L'intensité de l'ASE augmente lorsque la puissance de pompe augmente et il n'apparaît pas de saturation de l'émission pour les  $1310 mW$  de pompe injectée dans la fibre dopée au thulium.

Cette mesure nous montre que plusieurs bandes d'ASE, négligées dans le modèle de la simulation numérique parce qu'elles correspondaient à un taux de branchement faible, doivent être prises en compte.



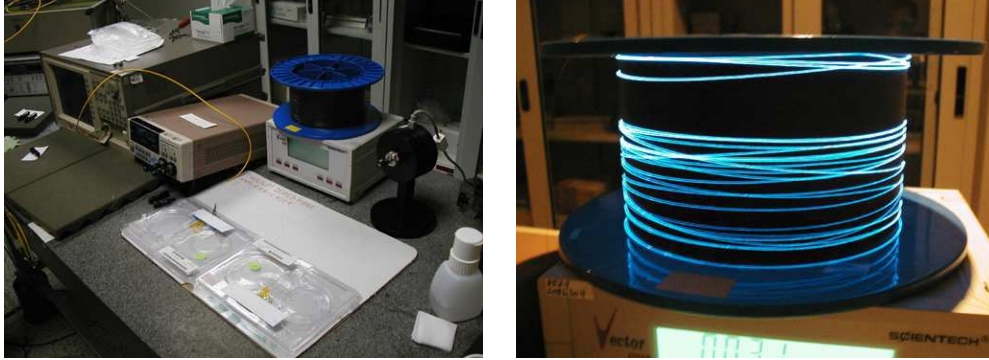


FIG. 3.18 – Montage de la mesure de l'ASE et rayonnement bleu de la fibre pompée à 1060 nm

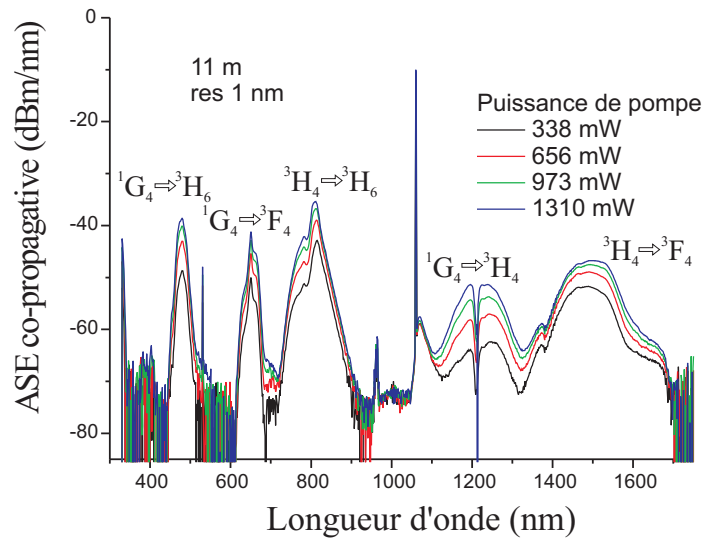


FIG. 3.19 – Spectre de l'ASE co-propagative de TDFA1

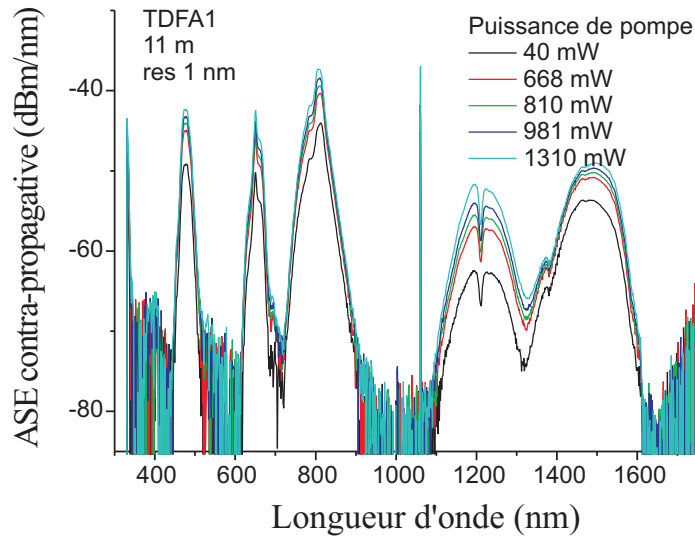


FIG. 3.20 – Spectre de l'ASE contra-propagative de TDFA1

### 3.3.2 Mesures de gain

#### 3.3.2.1 Montage

Le montage expérimental de la mesure de gain est similaire de celui de la mesure ASE (voir figure 3.21).

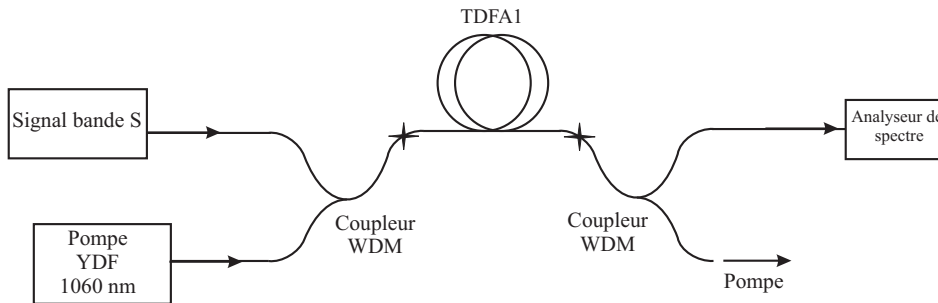


FIG. 3.21 – Schéma du montage de la mesure du gain

Le signal, de  $1460\text{ nm}$  à  $1580\text{ nm}$ , est injecté dans le bras du coupleur qui servait à recueillir le signal ASE contra-propagatif. La source est une diode laser accordable du fabricant *E-Tek*. Le signal amplifié est enregistré par un analyseur de spectre optique *ANDO* positionné sur le bras du second coupleur qui était utilisé pour collecter le signal ASE co-propagatif. La puissance du signal bande S en entrée est mesurée en sortie du laser, avant que le signal

ne soit connecté au coupleur, celle de sortie est mesurée après le second coupleur. Les puissances de pompe ont été mesurées en sortie du coupleur, avant la soudure avec la fibre dopée au thulium.

Nous avons réalisé plusieurs mesures avec des longueurs de fibre dopée différentes (15m, 11m, 9m et 4m) afin d'étudier l'effet de ce paramètre sur le gain.

#### ◇ 15 m

La figure 3.22 présente les résultats des mesures pour une fibre de 15 m.

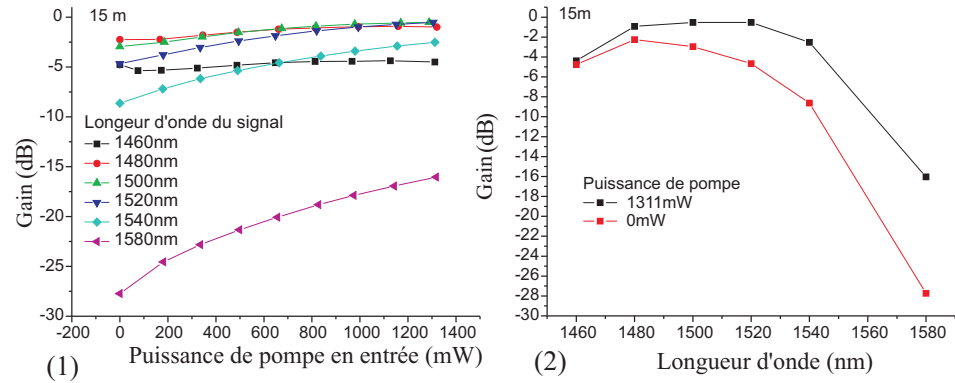


FIG. 3.22 – Mesure des pertes avec 15m de fibre dopée au thulium. (1) Gain en fonction de la puissance de pompe. (2) Spectre de gain avec et sans pompe

Nous n'observons pas de gain, même pour une puissance de pompe de l'ordre de 1400 mW. Les pertes diminuent avec l'augmentation de la puissance de pompe. Les pertes minimales, entre 1500 nm et 1520 nm sont de 0,53 dB. A 1520 nm, elles sont inférieures de 4,1 dB aux pertes de la fibre sans pompage.

#### ◇ de 11 m à 9 m

De 15 m à 11 m, aucun gain, fibre à fibre, n'est observé pour des puissances de pompe allant de 0 mW jusqu'à 1400 mW. Pour 9 m de fibre, une faible amplification apparaît entre 1480 nm et 1500 nm. La figure 3.23 montre les gains maxima obtenus à 1480 nm et 1500 nm pour les longueurs de fibre testées.

Ces résultats sont surprenants car la simulation numérique donne, pour cette concentration en thulium, une longueur optimum de 20 m. Or le gain maximal diminue de 4 m à 15 m (La valeur surprenante du gain à 1480 nm pour une fibre de 11 m est attribuée à une erreur de mesure ou à un problème de soudure). Ce comportement n'est pas expliqué. Il semble que la fibre que nous mesurons présente des pertes inattendues qui limitent le gain à mesure

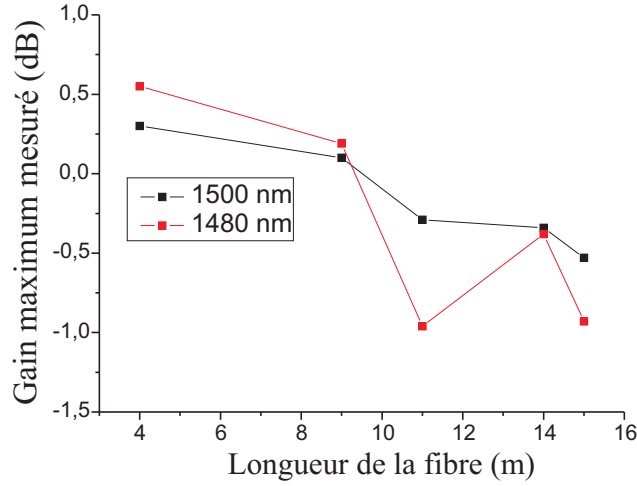


FIG. 3.23 – Gain maximal mesuré en fonction de la longueur de fibre

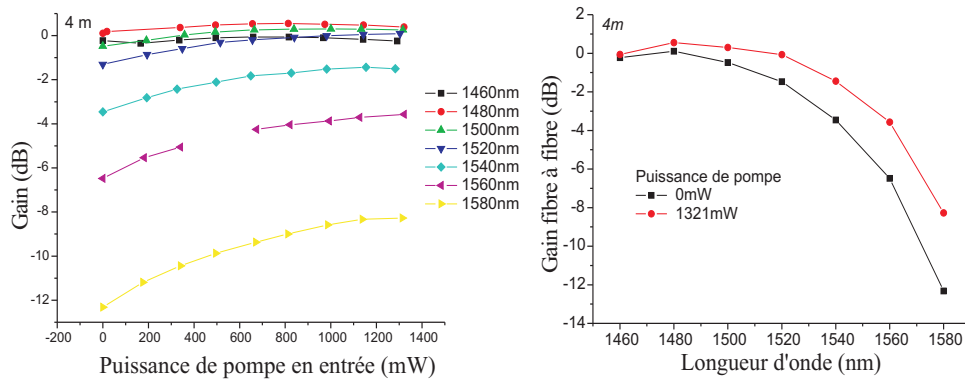


FIG. 3.24 – Mesure du gain avec 4m de fibre dopée au thulium. (1) Gain en fonction de la puissance de pompe. (2) Spectre de gain avec et sans pompe

que la longueur de la fibre augmente. (Les meilleurs résultats, obtenus pour la fibre de 4 m, sont présentés dans la paragraphe suivant.)

#### ◊4m

La figure 3.24 présente les résultats des mesures pour une fibre de 4m.

Cette fois-ci nous obtenons un gain fibre à fibre positif, avec une valeur maximale de 0,55 dB à 1480 nm.

### 3.3.3 Gain net

Pour estimer le gain net, le long de la fibre dopée au thulium, nous avons mesuré les pertes dues aux coupleurs et à la soudure d'entrée de la fibre (Voir schéma du montage sur la figure 3.25). Le résultat de cette mesure est présenté sur la figure 3.26.

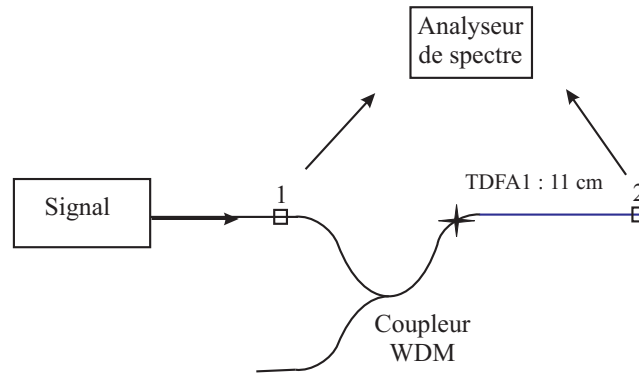


FIG. 3.25 – Montage de mesure des pertes dues au coupleur et à la soudure

Nous observons des pertes très élevées, de l'ordre de  $1\text{ dB}$  au minimum d'atténuation. Nous n'avons pas différencié les pertes qui sont dues à la soudure de celles qui sont dues au coupleur. Le coupleur que nous avons utilisé,

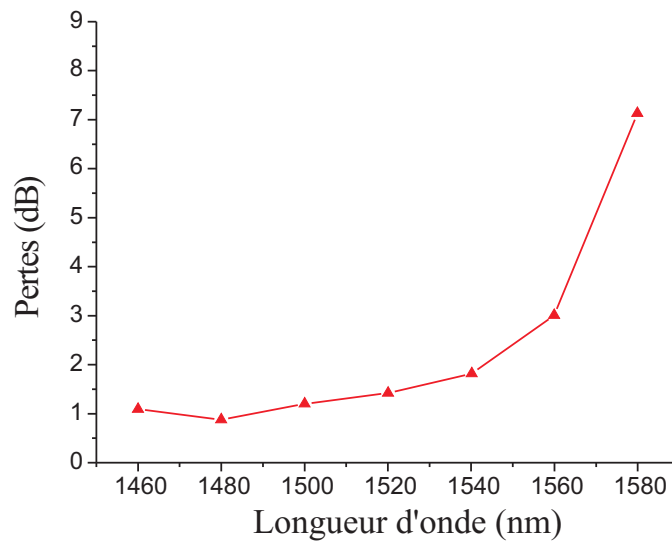


FIG. 3.26 – Mesure des pertes dues au coupleur et à la soudure

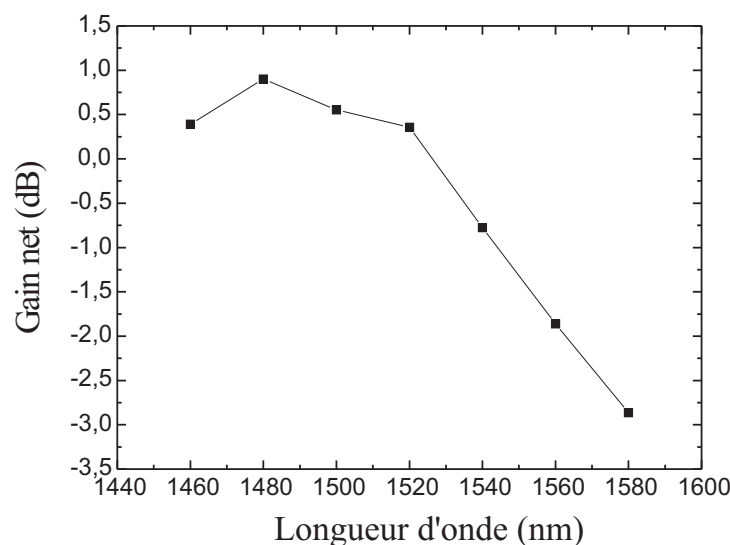


FIG. 3.27 – Gain net de la fibre TDFA1

censé transmettre près de 90 % du signal dans la bande S s'est révélé détérioré. La plus grande partie de l'atténuation est due à la mauvaise transmission du coupleur.

En retranchant les pertes mesurées au spectre de gain fibre à fibre, nous obtenons le gain net de l'amplificateur à fibre dopée au thulium (figure 3.27). Le gain net est positif de 1460 nm à 1560 nm, avec un maximum de 1 dB à 1500 nm.

### 3.3.4 Comparaison avec les simulations numériques

Nous pouvons maintenant revenir au modèle numérique et comparer les résultats expérimentaux avec les simulations numériques. La figure 3.28 montre la comparaison des résultats obtenus pour les mêmes conditions. Les deux courbes sont quantitativement en accord. Les gains sont au même niveau. Cependant, les allures des spectres de gain sont assez différentes. La bande de gain expérimentale est décalée vers les grandes longueurs d'onde par rapport à la simulation. Plusieurs facteurs peuvent expliquer les désaccords. Comme nous l'avons vu la fibre testée est bimodale aux longueurs d'ondes du signal et de la pompe alors que le modèle simule une propagation unimodale. De plus, les paramètres de sections efficaces utilisés dans le modèle ont été pris dans la littérature. Pour avoir des résultats plus fiables, il faut mesurer toutes les sections efficaces dans nos fibres, et en particulier les valeurs des

sections efficaces d'émission et d'absorption entre les deux niveaux amplificateurs ( ${}^3H_4 \Leftrightarrow {}^3F_4$ ) qui ont été mesurées dans les verres fluorés.

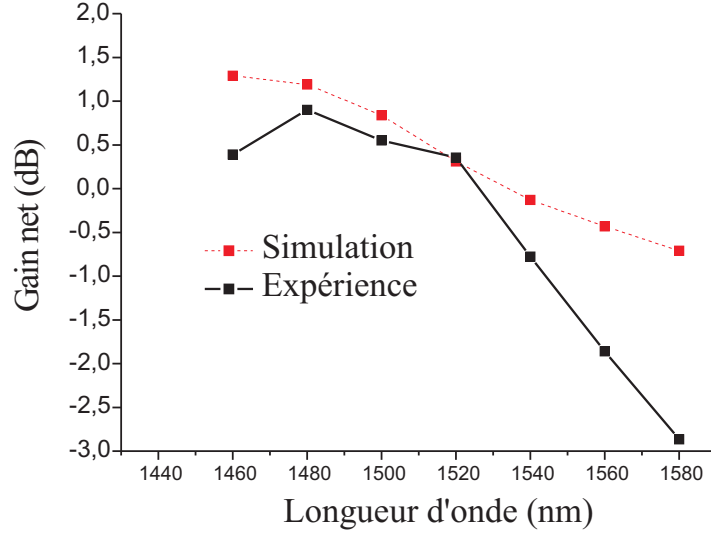


FIG. 3.28 – Gain net de la fibre TDFA1

#### 3.3.4.1 Ajustement du modèle

Pour pouvoir comparer correctement les résultats des simulations numériques avec les mesures effectuées, il faudrait injecter dans le modèle les mesures de sections efficaces faites directement sur notre fibre et en premier lieu réaliser une fibre amplificatrice qui soit unimodales aux longueurs d'ondes de signal et de pompe utilisées. Cependant, pour avoir une idée de l'influence des sections efficaces utilisées, nous pouvons déjà essayer d'ajuster les sections efficaces du modèle numérique avec les informations dont nous disposons. Pavel Peterka a modifié les paramètres du modèle de manière à correspondre aux résultats observés [89]. Il a modifié les sections efficaces d'absorption impliquées dans le pompage optique à  $1060\text{ nm}$ , pour ajuster la courbe d'absorption de la pompe en fonction de la puissance d'entrée, mesurée expérimentalement. Le meilleur ajustement, dû à la modification des sections efficaces,  $\sigma_{02}$ ,  $\sigma_{14}$  et  $\sigma_{35}$ , est présentée sur la figure 3.29. L'ajustement permet d'obtenir des résultats de la simulation du spectre de gain qualitativement plus proche de ceux de l'expérience, pour des valeurs de sections efficaces réalistes (voir figure 3.3). La figure 3.30 montre le spectre du gain net calculé avec les nouvelles simulations. L'accord entre les résultats de la simulation et les résultats expérimentaux est bon, avec un léger décalage de

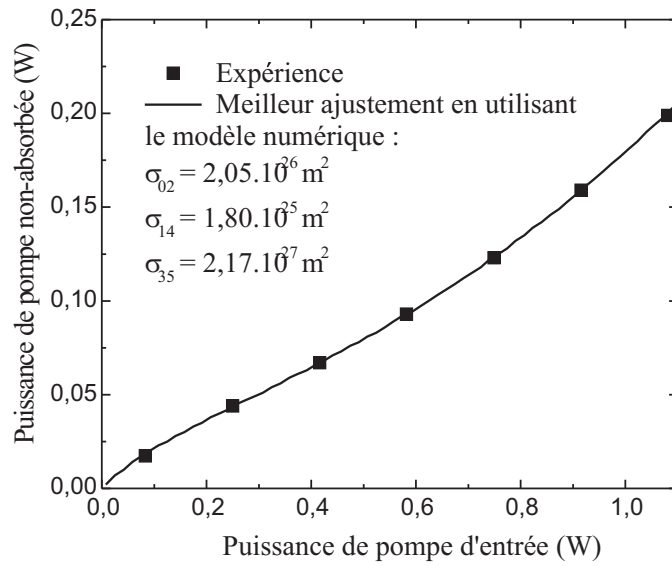


FIG. 3.29 – Ajustement de la puissance de pompe non-absorbée

la bande de gain vers les courtes longueurs d'onde. L'ajustement des sections efficaces a donc permis d'améliorer la pertinence du modèle numérique. Nous avons un bon accord qualitatif et quantitatif pour une longueur de 4 m. L'accord diminue cependant fortement pour une fibre plus longue, comme en témoigne la figure 3.31. Le comportement du gain prédit avec la longueur est très différent de celui qui a été mesuré. Nous voyons donc que la simulation numérique doit encore être améliorée. Les principaux paramètres qui doivent être modifiés sont les sections efficaces d'absorption et d'émission entre les deux niveaux amplificateurs, celles que nous avons utilisées correspondant au verre fluoré et pas à la silice. La mesure des spectres d'ASE nous a également montré que certaines transitions à partir du niveau  $^1G_4$  qui ont été négligées doivent être prises en compte dans le modèle. Bien qu'il nécessite un ajustement et une comparaison réalisée sur une fibre unimodale, le modèle numérique permet d'avoir une bonne idée du comportement de l'amplificateur en fonction de tous les paramètres impliqués. L'accord avec les meilleurs résultats expérimentaux que nous avons obtenu est satisfaisant.



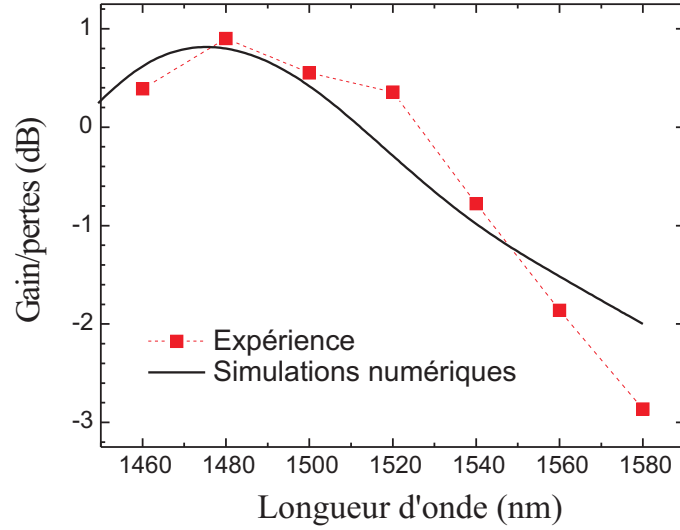


FIG. 3.30 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et de la simulation numérique du gain net pour 4 m de fibre TDFA1

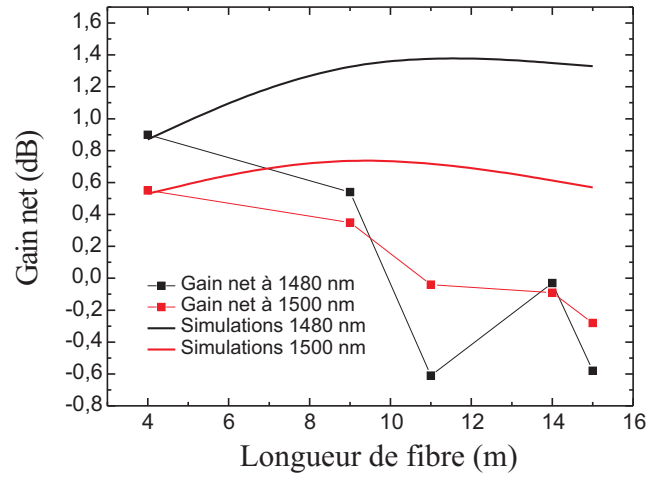


FIG. 3.31 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et de la simulation numérique du gain net en fonction de la longueur de la fibre

### 3.3.4.2 Un peu d'espoir

Pour conclure ce mémoire, et afin montrer le potentiel du matériau qui a été mis au point, nous avons réalisé des simulations numériques avec une fibre ayant les mêmes paramètres que TDFA1, mis à part un diamètre de cœur de  $2\ \mu\text{m}$ , une ouverture numérique de 0,4 et une concentration en ions thulium de  $400\ \text{ppm}$ .

La figure 3.32 présente le gain spectral pour 16 canaux WDM, pour un pompage par upconversion à  $1060\ \text{nm}$  et optimisé à  $1020\ \text{nm}$ . La puissance de pompe est de  $1\ \text{W}$  et la puissance de chaque signal est de  $10\ \mu\text{W}$ .

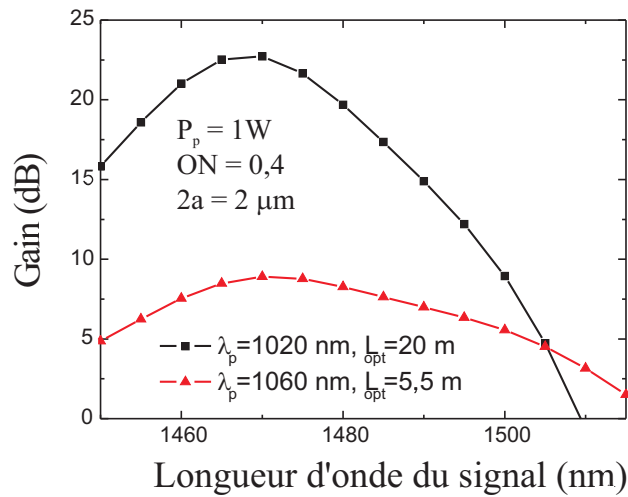


FIG. 3.32 – Simulations du gain pour avec une longueur d'onde de pompe de  $1060\ \text{nm}$  ou  $1020\ \text{nm}$  (optimisée)

Ce résultat montre que l'on peut obtenir un gain supérieur à  $20\ \text{dB}$  dans la bande S pour une fibre proche de TDFA1, déjà réalisée, en modifiant les paramètres optogéométriques et en optimisant les paramètres du montage de gain.

### 3.4 Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons présenté la réalisation de l'amplificateur à fibre en silice modifiée, dopée au thulium. La mise au point et l'utilisation du modèle numérique nous a servi à étudier les paramètres optogéométriques pertinents de la fibre qui ont une influence sur l'amplification du TDFA en silice. Ces observations ont été utilisées pour adapter les processus de fabrication de la préforme et de la fibre optique afin d'obtenir la fibre la plus performante possible. Nous avons adapté l'ouverture numérique ainsi que la taille du cœur de la fibre optique.

Le montage de l'amplificateur, avec un schéma de pompage simple à une seule longueur d'onde de pompe à  $1060\text{ nm}$ , a été réalisé. Nous avons réussi à obtenir du gain dans la bande S sur une plage de l'ordre de quatre-vingt nanomètres. Ces résultats ont été utilisés pour réajuster les paramètres du modèle numérique et pour valider ses prévisions. Le gain maximal que nous avons obtenu est de l'ordre de  $1\text{ dB}$  pour  $1,3\text{ W}$  de puissance de pompe. C'est un gain très faible pour le niveau de puissance de pompe utilisé. Cependant il existe d'autres schémas de pompage à deux longueurs d'onde qui permettent d'obtenir une amplification beaucoup plus efficace. Nous n'avons pas réalisé un montage avec d'autres schémas de pompage par manque de matériel. Cette expérience permet néanmoins de valider le principe du TDFA en verre de silice modifiée dans lequel nous avons réduit l'énergie de phonon dans l'environnement des ions  $Tm^{3+}$ . Pour la première fois, nous avons réussi à amplifier un signal lumineux dans la bande S des télécommunications dans une fibre en silice modifiée grâce à l'apport de moins de  $10\text{ \% mol}$  de  $Al_2O_3$  dans le cœur de la fibre. Des simulations numériques avec une fibre proche de celle qui a été fabriquée prévoient un gain supérieur à  $20\text{ dB}$  dans la bande S pour  $1\text{ W}$  de pompe avec une longueur d'onde optimisée.

# Conclusion générale

Pour répondre au besoin d'accroissement des capacités de transfert d'information sur les réseaux de télécommunications par fibre optique nous avons besoin d'un nouvel amplificateur utilisant le WDM, opérationnel dans la bande S encore non exploitée. Notre choix s'est porté sur le TDFA en silice car l'ion  $Tm^{3+}$  émet autour de  $1470\text{ nm}$  et la silice est le verre utilisé dans les lignes optiques standard. Cependant, pour obtenir un gain élevé avec ce type d'amplificateur, il est nécessaire de réduire les désexcitations non-radiatives limitant l'inversion de population entre les niveaux amplificateurs du thulium dans le verre de silice qui possède une énergie de phonon élevée. Les paramètres optogéométriques de la fibre doivent également être optimisés. Ces deux aspects ont été développés au cours de la thèse : nous avons réalisé une étude sur le matériau et l'environnement des terres rares dans la fibre en fabriquant et en caractérisant les échantillons. L'étude de l'effet des paramètres optogéométriques sur l'amplification a été réalisée grâce à des simulations numériques et par des mesures de gain.

Nous avons montré qu'il est possible de modifier le taux des désexcitations non-radiatives en modifiant légèrement la composition de la silice hôte des ions de thulium et d'améliorer ainsi les performances du TDFA en silice. Les désexcitations multiphononiques diminuent lorsqu'on ajoute dans la composition du cœur des fibres un élément dont la forme oxydée possède une énergie vibrationnelle plus faible que la silice, et augmente si l'élément, dans sa forme oxydée, possède une énergie de phonon plus importante. Après avoir testé l'incorporation du germanium, de l'antimoine et du phosphore, les meilleurs résultats ont été obtenus avec l'aluminium. L'ajout de moins de 10 % de  $Al_2O_3$  à la composition de la silice permet de multiplier par 4 l'efficacité quantique de la transition dans la bande S du thulium. Ceci correspond à une augmentation de la durée de vie du niveau  $^3H_4$  du thulium de  $14\text{ }\mu\text{s}$  dans la silice pure à  $50\text{ }\mu\text{s}$ . L'écart entre les niveaux d'énergie de la terre rare étant peu sensible à la modification de son environnement, les variations sur les taux de désexcitations non radiatives sont attribuées à une modification

locale de l'énergie de phonon perçue par le thulium. L' $Al_2O_3$ , bien que possédant une énergie de phonon supérieure à celle du  $GeO_2$ , est plus efficace pour augmenter le temps de vie du niveau  $^3H_4$ . En effet, l'aluminium favorise l'insertion des terres rares dans son voisinage en modifiant la structure du verre, alors que le germanium se substitue aux sites du silicium. Le germanium modifie ainsi peu la structure et n'a donc pas cet effet. Nous avons incorporé la quantité maximale d'aluminium permise par notre technique de fabrication des préformes. Pour diminuer encore les désexcitations non-radiatives, il faudrait donc incorporer d'autres éléments identifiés comme favorables tels que l'antimoine pour réduire encore les désexcitations non-radiatives. Cependant, l'adaptation des processus de fabrication des préformes en silice modifiée est une tâche complexe.

En nous appuyant sur les résultats des simulations numériques, réalisées au laboratoire, nous avons optimisé les paramètres optogéométriques de la fibre. Les mesures d'amplification ont été réalisées avec un schéma de pompage à une seule longueur d'onde à  $1060\text{ nm}$ . Bien que peu efficace, nous avons choisi ce dernier afin de valider les résultats des simulations numériques pour la disponibilité des sources à l'IREE. Pour la première fois, nous sommes parvenus à obtenir du gain dans la bande S avec une fibre dopée au thulium en silice légèrement modifiée, dont la composition est proche de celle des fibres du réseau standard. Le gain net maximal est supérieur à  $1\text{ dB}$  pour  $1,3\text{ W}$  de puissance de pompe. Une amplification plus importante peut être obtenue avec la même fibre en adoptant un schéma de pompage à deux longueurs d'onde rapporté dans la littérature. Les résultats expérimentaux ont été confrontés aux résultats des simulations numériques. Un certain nombre de paramètres n'ayant pu être directement mesurés sur la fibre étudiée, ils ont été ajustés de manière à donner un accord satisfaisant entre expérience et simulation. Certains paramètres d'entrées du modèle, qui ont été pris dans la littérature, comme les sections efficaces de la transition amplificatrice, doivent être mesurés sur nos fibres. La simulation doit également être confrontée à des mesures de gain faites dans une fibre unimodale (la fibre testée étant bimodale à la longueur d'onde du signal). Toutefois, le modèle actuel prédit un gain de plus de  $20\text{ dB}$  pour une puissance de pompe de  $1\text{ W}$  à  $1020\text{ nm}$  dans une fibre proche celles réalisées au laboratoire avec les paramètres optogéométriques optimisés.

Cette étude exploratoire a montré la potentialité de l'amplificateur à fibre optique en silice dopée au thulium pour servir d'amplificateur bande S dans les réseaux de télécommunications optiques futurs. Bien qu'étant loin d'éga-

ler les performances des amplificateurs EDFA ou TDFA en verre fluoré, nous avons validé, par ces résultats, le principe de l'amplificateur à fibre optique dopée au thulium dans un verre de silice légèrement modifiée. Nous sommes parvenus à obtenir de l'amplification en bande S avec un TDFA en silice viable, alors qu'il est généralement considéré comme impossible par la plupart des chercheurs dans ce domaine. Grâce à notre approche de la modification locale de l'énergie de phonon perçue par la terre rare, nous avons mis en évidence les variations de l'efficacité quantique de la transition à  $1470\text{ nm}$  du thulium en fonction de son environnement dans la silice. La compréhension de l'environnement des terres rares mériterait d'être approfondie par d'autres études spectroscopiques. Cette idée a donc donné des premiers résultats intéressants et peut être élargie vers d'autres éléments. Une autre idée connexe mériterait d'être étudiée : il semble possible de mieux contrôler l'environnement du thulium durant la fabrication des préformes, en provoquant une nanostructuration de phase, entre des zones riches en thulium et en oxyde à faible énergie de phonon, et d'autres composées de silice pure. Pour être capable de fournir un amplificateur commercialisable, l'étude sur le matériau de l'amplificateur devrait être poursuivie comme l'étude du montage de l'amplificateur, avec l'utilisation d'un schéma de pompage plus efficace.



# ANNEXES





# Annexe A

## Etirage et manchonnage

*Le but de cette annexe est de décrire le procédé qui a été utilisé pour obtenir la taille de cœur souhaitée pour TDFA1. Ce fut une étape essentielle pour améliorer les propriétés de TDFA1 qui fut testée pour la première fois au laboratoire. Nous avons procédé en deux étapes : tout d'abord nous avons étiré la préforme de manière à obtenir un cœur fin, puis nous avons manchonné un tube substrat de silice sur la préforme étirée de manière à obtenir un diamètre de cœur suffisamment fin relativement au diamètre de la préforme.*

### A.1 Principe

#### A.1.1 Préforme initiale

Nous avons vu au chapitre 3 que la préforme destinée au montage de l'amplificateur optique avait un cœur large, d'un diamètre de  $600\ \mu m$ . Si on tire directement, à partir de cette préforme, une fibre de  $125\ \mu m$  de diamètre, le diamètre du cœur serait de  $7\ \mu m$ . Le diamètre du cœur doit être réduit pour espérer réaliser avec succès l'amplification. Le diamètre final de la fibre optique tirée à  $125\ \mu m$  doit être de l'ordre de  $4\ \mu m$  pour optimiser les performances de l'amplificateur. Or, malgré nos efforts nous ne sommes pas parvenu à réduire la taille du cœur des préformes avec une concentration en  $Al_2O_3$  dépassant  $6\ \% mol$ .

#### A.1.2 Principe de la méthode

Nous avons décidé de réduire la taille du cœur de la préforme après sa fabrication. L'opération se déroule en deux temps, comme illustré sur la figure A.1 :

- Etirage : La préforme est installée sur la tour de fibrage. Nous exerçons sur celle-ci une traction verticale alors qu'elle est chauffée, de manière à l'étirer en douceur.
- Manchonnage : La préforme affinée est installée sur le tour de verrier pour qu'un tube de silice substrat soit ajouté sur sa périphérie.

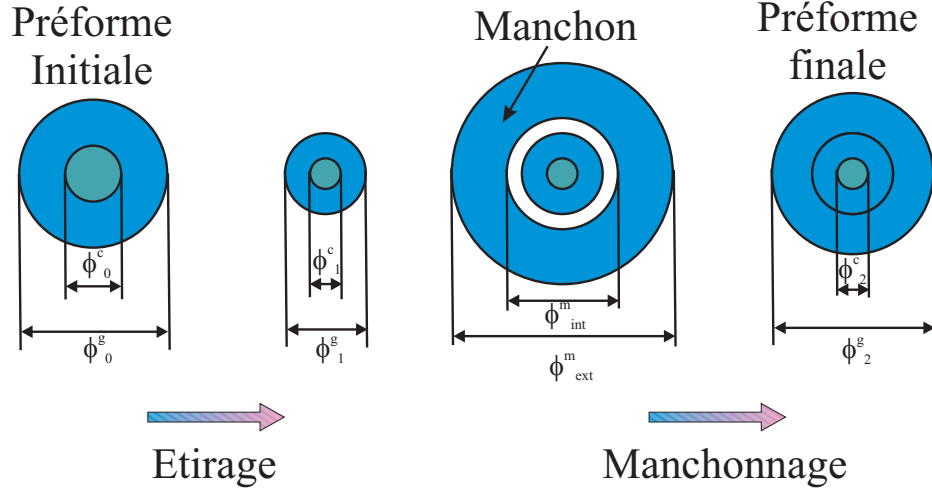


FIG. A.1 – Principe de la réduction de la taille du cœur

La formule A.1 montre comment passer des diamètres de gaine et de cœur de la préforme initiale ( $\phi_0^c$ ,  $\phi_0^g$ ) à la préforme étirée ayant subi un facteur de réduction  $R$  ( $\phi_1^c$ ,  $\phi_1^g$ ), puis à la préforme manchonnée finale ( $\phi_2^c$ ,  $\phi_2^g$ ), sur laquelle un tube manchon de diamètre extérieur  $\phi_{ext}^m$  et intérieur  $\phi_{int}^m$  a été rajouté. On peut ainsi déterminer le facteur de réduction à appliquer et l'épaisseur du tube manchon pour adapter la taille du cœur de la préforme et de la fibre optique.

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_0^c \\ \phi_0^g \end{array} \right\} \xRightarrow{\boxed{\text{etir}}} \left\{ \begin{array}{l} \phi_1^c = \phi_0^c \cdot R \\ \phi_1^g = \phi_0^g \cdot R \end{array} \right\} \xRightarrow{\boxed{\text{manch}}} \left\{ \begin{array}{l} \phi_2^c = \phi_0^c \cdot R \\ \phi_2^g = \sqrt{\phi_{ext}^m{}^2 - \phi_{int}^m{}^2 + (\phi_0^g \cdot R)^2} \end{array} \right. \quad (\text{A.1})$$

## A.2 Etirage

La figure A.2 illustre le montage utilisé pour étirer la préforme. La préforme est installée sur la tour de fibrage, dans le four. Un fil de cuivre est attaché sur son extrémité et relié à une masse calibrée après un système de

poulies, de manière à exercer une traction verticale au centre de la préforme. Nous pouvons contrôler l'étirement de la préforme en jouant sur son échauffement. A partir de  $1600^{\circ}\text{C}$ , le verre commence à fondre et la préforme est étirée sous l'effet de la traction induite par le fil de cuivre. Plus la température est importante, plus la préforme est malléable et s'étire facilement. Pour jouer sur ce paramètre, nous pouvons soit augmenter (ou réduire) la température du four directement, soit modifier la vitesse de descente de la préforme dans le four. En restant plus longtemps dans la zone chaude, le verre de la préforme atteint une température plus élevée et devient plus liquide. Nous mesurons l'effet des paramètres sur l'étirement de la préforme de deux

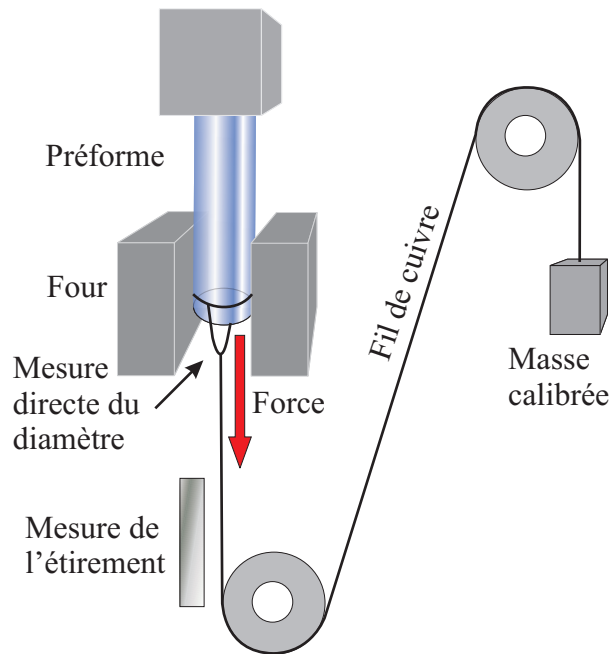


FIG. A.2 – Montage de l'étirement de la préforme sur la tour de fibrage

manières différentes. Nous mesurons en temps réel l'étirage de la préforme en comparant la vitesse de descente de la préforme dans le four avec la vitesse de descente de l'extrémité de la préforme. Ensuite, le diamètre du barreau étiré est mesuré en sortie du four. Le diamètre n'est donc pas mesuré en sortie de la zone chaude et il faut attendre quelques minutes pour avoir la mesure exacte du diamètre de la fibre.

Les conditions d'étirage optimales diffèrent d'une préforme à l'autre, il faut donc les ajuster à chaque fois. Le début de l'étirage consiste alors à ajuster les paramètres de manière à obtenir un étirage stable au diamètre

souhaité. Une partie de la préforme est ainsi perdue et nous avons pris grand soin de ne pas positionner la partie intéressante de la préforme directement dans le four. Les paramètres typiques de l'étirage étaient une température de  $1700^{\circ}C$ , une vitesse de descente de la préforme de  $3\text{ mm.min}^{-1}$  et un poids de  $1728\text{ g}$ .

Pour la préforme TDFA1, nous sommes ainsi passé d'un diamètre de gaine de  $9280\text{ }\mu\text{m}$ , à  $4300\text{ }\mu\text{m}$ , entraînant une réduction du diamètre de cœur de  $600\text{ }\mu\text{m}$  à  $278\text{ }\mu\text{m}$ . Nous avons obtenu une vingtaine de  $\text{cm}$  de préforme homogène avec ce diamètre, que nous avons ensuite manchonnée.

### A.3 Manchonnage

Le manchonnage de la préforme consiste à rajouter une épaisseur de verre autour de la préforme de manière à donner un rapport  $\frac{\phi^c}{\phi^g}$  satisfaisant pour obtenir, après tirage, une fibre optique de  $125\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre, avec un cœur fin. La préforme est installée sur le tour de verrier, maintenue par un seul mord. Dans l'autre mord on installe un tube substrat en silice. Nous effectuons ensuite un rétreint de manière à réduire la taille du tube jusqu'à le souder sur la paroi extérieure de la préforme. La difficulté du manchonnage est d'éviter que la préforme ne se vrille lors du contact. On évite cela en réduisant le diamètre intérieur du tube de manière à ce qu'il soit à peine plus grand que le diamètre extérieur de la préforme. On obtient ainsi une

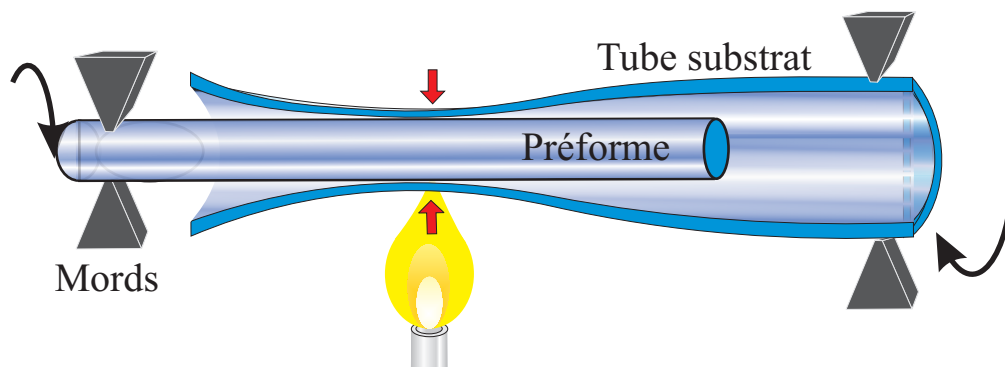


FIG. A.3 – Montage de l'étirement de la préforme sur la tour de fibrage

préforme de diamètre élargi de bonne qualité, où l'interface préforme/tube est à peine visible, hormis quelques bulles éparses.

Pour TDFA1, nous avons rajouté un tube manchon de  $16840\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre intérieur et  $1480\text{ }\mu\text{m}$  d'épaisseur pour obtenir au final une préforme de

11267  $\mu m$  de diamètre avec un cœur de 278  $\mu m$  de diamètre. Une fois tirée en fibre optique de 125  $\mu m$  de diamètre, le diamètre prévu du cœur est de 3,08  $\mu m$ . Le diamètre mesuré sur la fibre était de 4,3  $\mu m$ . L'erreur de l'ordre de 1  $\mu m$  sur le diamètre du cœur est relativement faible en regard de la complication des opérations.



# Annexe B

## Liste des acronymes utilisés

Acronymes	Signification anglaise	Signification française
AFODTR		Amplificateur à Fibre Optique Dopée aux Terres Rares
ASE	Amplified Spontaneous Emission	Amplification de l'émission spontanée
DSL	Digital Subscriber Line	Ligne internet haut débit
DVD	Digital Versatil Disc	Support numérique pour la vidéo
EDFA	Erbium Doped Fibre Amplifier	Amplificateur à fibre dopée à l'erbium
EPMA	Electron Probe Microanalysis	Micro-Analyse par sonde électronique
FODTR		Fibre Optique Dopée aux Terres Rares
IREE	Institute of Radio Engineering and Electronics	Groupe de Prague
LPMC		Laboratoire de Physique de la Matière Condensée
MCS	MultiComponent Silicate	Silicate multicomposant
MCVD	Modified Chemical Vapor Deposition	Dépôt chimique en phase vapeur modifié
ORC	Optoelectronics Research Centre	Groupe de Southhampton
OVD	Outside Vapor Deposition	Deposition externe en phase vapeur
OTRL	Optical Technology Research Laboratory	Groupe de Melbourne
<i>A suivre...</i>		



Acronymes (suite)	Signification (suite)	Signification française (suite)
PCE	Power conversion efficiency	Efficacité de conversion de puissance
PCVD	Plasma Chemical Vapor Deposition	Dépôt chimique de plasma en phase vapeur
SOA	Semiconductor Optical Amplifier	Amplificateur à semi-conducteur
TDFA	Thulium Doped Fibre Amplifier	Amplificateur à fibre optique dopée au thulium
TDSFA	Thulium Doped Silica Fibre Amplifier	Amplificateur à fibre en silice dopée au thulium
TDTFa	Thulium Doped Tellurite Fibre Amplifier	Amplificateur à fibre en verre de tellure dopée au thulium
UFDE	Universitária Federal de Pernambuco	Université Brésilienne
VAD	Vapor Axial Deposition	Déposition axial en phase vapeur
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Multiplaxage en longueur d'onde

TAB. B.1: Récapitulatifs des acronymes utilisés

# Annexe C

## Liste des symboles utilisés

Symbole	Signification	Unité
<b>Transitions atomiques</b>		
$ i\rangle,  j\rangle$	Niveaux atomiques	-
$N_i, N_j$	Densité de population des niveaux atomiques	$m^{-3}$
$N_T$	Densité de population totale du thulium	$m^{-3}$
$\Delta E$	Différence d'énergie	$cm^{-1}$
$\nu$	Fréquence du champ optique	$s^{-1}, Hz$
$\lambda$	Longueur d'onde du champ optique	$m$
$I_\nu$	Intensité du champ optique à la fréquence $\nu$	$W.m^{-2}$
$P_\nu$	Puissance du champ optique à la fréquence $\nu$	$W$
$W_{ij}$	Taux d'absorption stimulée entre les niveaux $ i\rangle$ et $ j\rangle$	$s^{-1}$
$W_{ji}$	Taux d'émission stimulée entre les niveaux $ j\rangle$ et $ i\rangle$	$s^{-1}$
$A_{ji}^{rad}$	Taux de désexcitation spontanée radiative entre les niveaux $ j\rangle$ et $ i\rangle$	$s^{-1}$
$A^{rad}$	Taux de désexcitation spontanée radiative total	$s^{-1}$
$A^{NR}$	Taux de désexcitation spontanée non-radiative	$s^{-1}$
$E_{phonons}$	Energie des phonons du matériau	$cm^{-1}$
$\sigma_a$	Section efficace d'absorption	$m^2$
<i>A suivre...</i>		

Symbole (suite)	Signification (suite)	Unité (suite)
$\sigma_e$	Section efficace d'émission	$m^2$
$\sigma_{ij}(\lambda), \sigma_{ji}(\lambda)$	Section efficace d'absorption et d'émission à la longueur d'onde $\lambda$ entre les niveaux $ i\rangle$ et $ j\rangle$	$m^2$
$\alpha(\nu)$	atténuation linéique à la fréquence $\nu$	$dB.m^{-1}$
$\tau_i$	Temps de vie effectif du niveau $ i\rangle$	$s$
$\tau^{rad}$	Temps de vie radiatif	$s$
$\tau^{NR}$	Temps de vie non-radiatif	$s$
$\eta_{ji}$	Efficacité quantique de la transition $ j\rangle \rightarrow  i\rangle$	%
$g(\nu)$	Gain linéique à la fréquence $\nu$	$dB.m^{-1}$
<b>Simulations numériques</b>		
$L$	Longueur de la fibre optique	$m$
$2a$	Diamètre du cœur de la fibre optique	$m$
$b$	Rayon de dopage au thulium dans la fibre optique	$m$
$B$	Paramètre de recouvrement cœur/dopants	-
$n$	Indice optique	-
$\Delta n$	Différence d'indice optique entre la gaine et le cœur du guide d'onde	-
$ON$	Ouverture Numérique de la fibre optique	-
$\Gamma$	Facteur de recouvrement entre le champ optique et les ions de thulium	-
$\lambda_c$	Longueur d'onde de coupure du premier mode excité	$m$
$V_c$	Fréquence de coupure normalisée du premier mode excité	$s^{-1}$
$P^+$	Puissance du champ optique co-propagatif	$W$
$P^-$	Puissance du champ optique contra-propagatif	$W$
$\beta_{ji}$	Taux de branchement entre les niveaux $ j\rangle$ et $ i\rangle$	$s^{-1}$
$\Omega_k$	Paramètres de Judd-Ofelt ( $k = 2, 4, 6$ )	$m^2$

TAB. C.1: Récapitulatifs des symboles utilisés

## Annexe D

# Correspondance des noms des échantillons

Le tableau D.1 indique la correspondance entre les noms utilisés dans ce manuscrit pour les préformes et les fibres et leurs noms archivés au laboratoire.

Nom dans le manuscrit	Nom archivé
P1	C72
Sb1	B24
Ge1	A008
Ge2	C71
Al1	B05
Al2	B21
Al3	B17
Al4	B12
Al5	Tm06
Al6	B30
Al7	B14
TDFA1	C63

TAB. D.1 – Equivalence entre les noms de fibres utilisés dans le manuscrit et leurs noms archivés au laboratoire



# Bibliographie

- [1] F. ROY, F. LEPLINGARD, L. LORCY, A. LE SAUZEZ, P. BANIEL, et D. BAYART. “48 % power conversion efficiency in single pump gain-shifted thulium-doped fibre amplifier,”. *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 37, n° 15, JUL 2001.
- [2] F. ROY. *L’amplificateur à fibre dopée thulium*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, Juin 2002.
- [3] Y. YAMAMOTO AND T. SASAKI, T. TARU, M. HIRANO, S. ISHIKAWA, M. ONISHI, E. SASAOKA, et Y. CHIGUSA. “Water-free pure-silica-core fibre and its stability against hydrogen ageing”. *Electronics Letters*, vol. 40, n° 22, Oct 2004.
- [4] E. DESURVIRE. *Erbium-doped fiber amplifiers, principles and applications*. Wiley Interscience, 1994.
- [5] S. OHARA, N. SUGIMOTO, K. OCHIAI, H. HAYASHI, et FUKASAWA. “Ultra-wideband amplifiers based on BiO<sub>3</sub>-EDFAs”. *Optical Fiber Technology*, vol. 10, pages 283–295, 2004.
- [6] M. YAMADA, H. ONO, S. SUDO, et Y. OHISHI. “Broadband and gain-flattened amplifier composed of a 1.55 $\mu$ m-band and 1.58 $\mu$ m-band Er<sup>3+</sup>-doped fibre amplifier in a parallel configuration”. *Electronics Letters*, vol. 33, n° 8, pages 710–711, Apr 1997.
- [7] M. JINNO, T. SAKAMOTO, J. KANI, S. AISAWA, K. ODA, M. FUKUI, H. ONO, et K. OGUCHI. “First demonstration of 1580nm wavelength band WDM transmission for doubling usable bandwidth and suppressing FWM in DSF”. *Electronics Letters*, vol. 8, pages 882–883, May 1997.
- [8] S. YAM, Y. AKASAKA, Y. KUBOTA, et H. INOUE. “Hybrid doped fiber amplifier with 100-nm bandwidth for coarse wavelength division multiplexing”. *Optics Communications*, vol. 249, pages 539–542, Jan 2005.
- [9] A.E. KELLY. “High performance Semiconductor Optical Amplifiers”. Dans *OFC’04 Los Angeles, CA, USA*, ThS1. 2004.

- [10] K MORITO. "High saturation output power (+17 dBm) 1550 nm polarisation insensitive semiconductor optical amplifier". Dans *ECOC 2000*, paper 1.2.3, pages 39–41.
- [11] M.N. ISLAM. "Raman Amplifiers for Telecommunications". *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, vol. 8, n° 3, pages 548–559, Mai 2002.
- [12] S.R. LÜTHI, C.J.A. BASTOS-FILHO, M.B. COSTA E SILVA, J.F. MARTINS-FILHO, et A.S.L. GOMES. "Single-Pump Raman/TDFA Hybrid Amplifier Covering the Entire S-Band". ECOC 04 Stockholm, 2004.
- [13] M.J.F. DIGONNET. *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Marcel Decker, New York, NY, USA, 1993.
- [14] HENDERSON. *Optical spectroscopy of inorganic solids*. Clarendon Press, Oxford, 1989.
- [15] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU, et F. LALOË. *Mécanique quantique*. Hermann, 1973.
- [16] B.H. BRANSDEN et C.J. JOACHAIN. *Quantum Mechanics*. Prentice Hall, 2000. ISBN 0582356911.
- [17] G.H. DIEKE. *Spectra and energy levels of rare earth ions in crystals*. Interscience Publisher, New York, 1968.
- [18] W.H. ZACHARIASEN. "The atomic arrangement in glass". *Journal of American Ceramic Society*, vol. 54, page 3841, 1932.
- [19] B.E. WARREN. "X-ray determination of the structure of glass". *Journal of American Ceramic Society*, vol. 17, n° 8, pages 249–254, 1934.
- [20] K. NAGAYAMA, M. KAKUI, M. MATSUI, T. SAITOH, et Y. CHIGUSA. "Ultra-low-loss (0.1484dB/km) pure silica core fibre and extension of transmission distance". *Electronics Letters*, vol. 38, n° 20, Sep 2002.
- [21] A YARIV. *Quantum electronics*, vol. 3ème édition. J. Wiley & Sons Inc, New York, 1988.
- [22] A. GHATAK et K. THYAGARAJAN. *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge university press, 1998.
- [23] B.R. JUDD. "Optical Absorption Intensities of Rare-Earth Ions". *Physical Review*, vol. 127, n° 3, page 750, Aou 1962.
- [24] G.S. OFELT. "Intensities of Crystal Spectra of Rare-Earth Ions". *Journal of Chemical Physics*, vol. 37, n° 3, page 511, Aou 1962.
- [25] X. CHEN, M. LI, K. LI, Y. FENG, S. BI, G. ZHANG, et Y. SUN. "Non-resonant up-conversion energy transfer directly achieved through a kind of coupling state quasi-clusters of rare-earth ions". *Optics Communications*, vol. 160, pages 364–375, 1999.

- [26] D.C. HANNA, I.R. PERRY, et J.R. LINCOLN. "A 1-Watt thulium-doped cw fibre laser operating at  $2\mu m$ ". *Optics Communications*, vol. 80, n° 1, page 52, Dec 1990.
- [27] S.D. JACKSON et T.A. KING. "Efficient Gain-Switched operation of a Tm-doped silica fiber laser". *Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, n° 5, pages 779–789, Mai 1998.
- [28] A. BRAUD, M. FROMAGER, J.L. DOUALAN, S. GIRARD, R. MONCORGÉ, M. THUAU, B. FERRAND, et PH. THONY. "Passive Q-switching and wavelength tunability of a diode-pumped Tm :Yb :YLiF<sub>4</sub> laser around  $1.5\mu m$ ". *Optics Communications*, vol. 183, pages 175–179, Sep 2000.
- [29] L.E. BATAY, A.N. KUZMIN, A.S. GRABTCHIKOV, V.A. LISINETSKII, V.A. ORLOVICH, A.A. DEMIDOVICH, A.N. TITOV, V.V. BADIKOV, S.G. SHEINA, V.L. PANYUTIN, M. MOND, et S.KÜCK. "Efficient diode-pumped passively Q-switched laser operation around  $1.9\mu m$  and self-frequency Raman conversion of Tm-doped KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>". *Applied Physics Letters*, vol. 81, n° 16, pages 2926–2928, Oct 2002.
- [30] Y. AKASAKA, H. INOUE, S.S. YAM, et Y. KUBOTA. "Thulium doped fiber amplifier for the first window from 790nm to 850nm with 690nm/1400nm dual pumping". OWF3. OFC 05 Anaheim, 2005.
- [31] L.A. RISEBERG et H.W. MOOS. "Multiphonon Orbit-Lattice Relaxation of Excited States of Rare-Earth Ions in Crystals". *Physical Review*, vol. 174, n° 2, page 429, Oct 1968.
- [32] R. REISFELD, L. BOEHM, Y. ECKSTEIN, et N. LIEBLICH. "Multiphonon relaxation of rare earth ions in borate, phosphate and germanate and tellurite". *Journal of Luminescence*, vol. 10, n° 3, pages 193–204, Mar 1974.
- [33] C.B. LAYNE, W.H. LOWDERMILK, et M.J. WEBER. "Multiphonon relaxation of rare-earth ions in oxide glasses". *Physical Review B*, vol. 16, n° 1, pages 10–20, Jui 1977.
- [34] J. M. F. VAN DIJK et M. F. H. SCHUURMANS. "On the nonradiative and radiative decay rates and a modified exponential energy gap law for 4f–4f transitions in rare-earth ions". *The Journal of Chemical Physics*, vol. 78, n° 9, pages 5317–5323, 1983.
- [35] Y. S. HAN, D. J. LEE, et J. HEO. " $1.48\mu m$  emission properties and the cross-relaxation mechanism in chalcogenide glass doped with  $Tm^{3+}$ ". *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 321, n° 2-3, pages 210–216, Jan 2003.



- [36] R. REISFELD et C.K. JORGENSEN. *Handbook on the physics and chemistry of rare earth*. Elsevier Science Publishers, 1987.
- [37] M.B. LEE, J.H. LEE, B.G. FREDERICK, et N.V. RICHARDSON. "Surface structure of ultra-thin  $Al_2O_3$  films on metal substrates". *Surface Science Letters*, vol. 448, pages 207–212, Dec 2000.
- [38] M.Y. VALAKH, Y. VESHKA, G.S. SVECHNIKOV, et Y.P. KUTSENKO. "Vibrational spectra of  $Sb_2O_3$  and  $Sb_8O_{11}I_2$  crystals". *Phys Stat Sol (b)*, vol. 99, n° K145, 1980.
- [39] R. UHLMANN et N.J. KREIDL. *Glass Forming Systems, Glass Science*, vol. 1. Academic Press, 1983.
- [40] S.D. JACKSON et T.A. KING. "Theoretical Modeling of Tm-Doped Silica Fiber Lasers". *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, n° 5, page 948, Mai 1999.
- [41] B.M. WALSH et N.P. BARNES. "Comparison of Tm : ZBLAN and Tm : silica fiber laser ; Spectroscopy and tunable pulsed laser operation around  $1.9\mu m$ ". *Applied Physics B*, vol. 78, pages 325–333, 2004.
- [42] A.S.L. GOMES. "Recent progress in thulium doped fiber amplifier". *Proc of Photonic West*, vol. SPIE, page 361, 2003.
- [43] R.H. DOREMUS. *Glass Science*. Wiley, 1973.
- [44] B.J. AINSLIE, S.P. CRAIG, S.T. DAVEY, et B. WAKEFIELD. "The fabrication, assessment and optical properties of high-concentration  $Nd^{3+}$  and  $Er^{3+}$  doped silica-based fibres". *Materials-Letters*, vol. 6, n° 5-6, page 139, 1988.
- [45] T. KOMUKAI, T. YAMAMOTO, SUGAWA, et Y MIYAJIMA. "Upconversion pumped thulium-doped fluoride fiber amplifier and laser operating at  $1.47\mu m$ ". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, n° 11, page 1880, Nov 1995.
- [46] T. SAKAMOTO, M. SHIMIZU, T. KANAMORI, Y. TERUNUMA, Y. OHISHI, M. YAMADA, , et S. SUDO. " $1.4\mu m$ -band gain characteristics of a Tm-Ho-doped ZBLAN fiber amplifier pumped in the  $0.8\mu m$  band". *IEEE Photon. Technol. Lett*, vol. 7, page 983, 1995.
- [47] J.F. MARTINS-FILHO, C.J.A. BASTOS-FILHO, M.T. CARVALHO, M.L. SUNDHEIMER, et A.S.L. GOMES. "Dual-wavelength ( $1050 + 800nm$ ) pumped thulium-doped fiber amplifier characterization by optical frequency-domain reflectometry". *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, n° 2, page 200, Feb 2003.
- [48] B. COLE et M.L. DENNIS. "S-band amplification in a thulium doped silicate fiber". Dans *OFC, TuQ3-1*. 2001.

- [49] T. KASAMATSU, Y. YANO, et T. ONO. "Laser-diode pumping (1.4 and 1.56  $\mu\text{m}$ ) of gain-shifted thulium-doped fibre amplifier". *Electronics Letters*, vol. 36, n° 19, page 1607, Sept 2000.
- [50] T. KASAMATSU, Y. YANO, et T. ONO. "1.49  $\mu\text{m}$  -Band Gain-Shifted Thulium-Doped Fiber Amplifier for WDM Transmission Systems". *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, n° 10, page 1826, Oct 2002.
- [51] M. NAFTALY, S. SHEN, et A. JHA. " $\text{Tm}^{3+}$ -doped tellurite glass for broadband amplifier at 1.47  $\mu\text{m}$ ". *APPLIED OPTICS*, vol. 39, n° 27, page 4979, Sep 2000.
- [52] E. TAYLOR, L. NG, et N. SESSIONS. "Spectroscopy of  $\text{Tm}^{3+}$ -doped tellurite glasses for 1470 nm fiber amplifier". *Journal of Applied Physics*, vol. 92, n° 1, pages 112–117, Jui 2002.
- [53] L.N. NG, TAYLOR, et J. NILSSON. "795 nm and 1064 nm dual pump thulium-doped tellurite fibre for S-band amplification". *Electronics Letters*, vol. 38, n° 21, page 1246, Oct 2002.
- [54] R. CAPONI, A. POTENZA, B. SORDO, E.M. TAYLOR, L.N. NG, J. NILSSON, et F. POLI. "Nearly 10 dB net gain from a thulium-doped tellurite fibre amplifier over the S-band". Dans *Proc in ECOC*. 2003.
- [55] E.R.M. TAYLOR, L.N. NG, J. NILSSON, R. CAPONI, A. PAGANO, M. POTENZA, et B. SORDO. "Thulium-Doped Tellurite Fiber Amplifier". *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, n° 3, page 777, Mar 2004.
- [56] J.R. LINCOLN. *Spectroscopy of rare earth doped glasses*. Thèse de doctorat, University of Southampton UK, 1992.
- [57] B.N. SAMSON, N.J. TRAYNOR, D.T. WALTON, A.J.G. ELLISON, J.D. MINELLY, et J.P. TRENTMAN. "Thulium-doped silicate fiber amplifier at 1460-1520 nm". Dans *OAA Topical meeting*. OSA, 2000.
- [58] J. MINELLY et A. ELLISON. "Application of antimony-silicate glasses for fiber optic amplifiers". *Optical Fiber Technology*, vol. 8, n° 2, pages 123–138, Apr 2002.
- [59] C.W. DENKA, F.V. DIMARCELLO, T. ADAHIRO, N. INGAKI, D.P. JABLONOWSKI, C.R. KURJIAN, J.B. MACCHESNEY, A.J. MORROW, H. MURATA, N. NIIZEKI, A. SARKAR, P.C. SCHULTZ, K.L. WALKER, et J.C. WILLIAMS. *Optical fiber communication, fiber fabrication*, vol. 1. Academic Press inc, 1985. ISBN 0-12-447301-6.
- [60] C. MEUNIER. *Contribution à la création d'un centre de préforme*. Thèse de doctorat, Université de Nice - Sophia Antipolis, Nov 1988.

- [61] B. DUSSARDIER. *Fibres optiques dopées aux terres rares. Fabrication, caractérisation et amplification sélective*. Thèse de doctorat, Université de Nice Sophia-Antipolis, Sep 1992.
- [62] INT. CONG. GLASS 11<sup>th</sup>, rédacteur. *P.C Schultz*. Int. Cong. Glass 11<sup>th</sup>, 1977.
- [63] P.C. SCHULTZ. “U.S. Patent”. Rapport technique 40420404, 1977.
- [64] L.G. VAN UITERT, D.A. PINNOW, J.C. WILLIAMS, T.C. RICH, R.E. JARGER, et W.H. GRODKIEWICZ. “Borosilicate glasses for fiber optical waveguides”. *Mater. Res. Bull.*, vol. 8, page 469, 1973.
- [65] K. RAU, A. MUHLICH, et N. TREBER. Dans *Top. Meet. Opt. Fiber. Transm. 2<sup>nd</sup>, paper TUC4*. 1977.
- [66] G. VIENNE. *Fabrication and characterisation of ytterbium : erbium codoped phosphosilicate fibres for optical amplifiers and lasers*. Thèse de doctorat, Southampton, Sept 1996. Chap 5.
- [67] J.N. DEMAS. *Excited State Lifetime measurements*. Academic Press, 1983. ISBN 0-12-208920-0.
- [68] MAREK GRINBERG, D.L. RUSSELL, K. HOLLIDAY, K. WISNIEWSKI, et CZ. KOEPKE. “Continuous function decay analysis of a multisite impurity activated solid”. *Optics Communications*, vol. 156, pages 409–418, Nov 1998.
- [69] D. SIMPSON. *Spectroscopy of thulium in silica glass*. Thèse de doctorat, Victoria University, 2005 à paraître.
- [70] V.M MASHINSKY, O.I MEDVEDKOV, V.B NEUSTRUEV, V.V DVOYRIN, S.A. VASILIEV, et E.M. DIANOV. “Germania-Glass-Core Silica-Glass-Cladding MCVD”. Tu1. ECOC, 2003.
- [71] A.J.G. ELLISON et S. SEN. “Role of  $Sb^{3+}$  as a network-forming in oxide glass”. *Physical Review*, vol. 67, pages 052203–1, 2003.
- [72] A. IBRAHIM. *Préparation et caractérisation des fibres optiques amplificatrices dopées au thulium et à l’antimoine*. Thèse de maître, LPMC UNSA, 2003.
- [73] O. SYSALA et I. ŠPEJTOVA I. KASIK. “Preparation of preforms and optical fibres containing aluminium by the solution-doping method”. *Ceramics*, vol. 35, pages 363–367, 1991.
- [74] K. SUSU, S. SATOH, et I. MATSUYAMA. “Optical properties of sol-gel derived Sb-codoped silica glass”. *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 221, pages 125–134, Jul 1997.

- [75] K. ARAI, H. NAMIKAWA, K. KUMATA, T. HONDA, Y. ISHII, et T. HANDA. "Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass". *Journal of Applied Physics*, vol. 59, n° 10, pages 3430–3436, Mai 1986.
- [76] J. BJÖRKVALL et V.L. STOLYAROVA. "A mass spectrometric study of  $Al_2O_3 - SiO_2$  melts using a Knudsen cell". *Rapid Communications in Mass Spectrometry*, vol. 15, pages 836–842, Jan 2001.
- [77] J. WANG, W.S. BROCKLESBY, J.R. LINCOLN, J/E. TOWNSEND, et D.N. PAYNE. "Local structures of rare earth ions in glass : the "crystal-chemistry" approach". *Journal of Non Crystallin Solids*, vol. 163, n° 3, pages 261–267, Dec 1993.
- [78] S. TANABE et T. HANADA. "Local structure and 1.5  $\mu m$  quantum efficiency of erbium doped glasses for optical amplifiers". *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 196, pages 101–105, 1996.
- [79] Y.B SHIN. "Modification of the local phonon modes and electron-phonon coupling strengths in  $DY^{3+}$ -doped sulfide glasses for efficient 1.3  $\mu m$  amplification". *Chemical Physics Letters*, vol. 317, pages 637–641, Fev 2000.
- [80] A. MONTEI, S. CHAUSSEDENT, G. ALOMBERT-GOGET, N. GAUMER, J. OBRIOT, S.J.L. RIBEIRO, Y. MESSADDEQ, A. CHIASERA, et M. FERRARI. "Clustering of rare earth in glasses, aluminium effect : experiments and modeling". *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 348, pages 44–50, 2004.
- [81] W.J. LEE, B. MIN, J. PARK, et N. PARK. Dans *Technical digest OFC-2001*, vol. 2 de *TuQ 5-1-4*. Anaheim, 2001.
- [82] J.R. LINCOLN, W.S. BROCKLESBY, F. CUSSO, J.E. TOWNSEND, A.C. TROPPER, et A. PEARSON. "Time resolved and site selective spectroscopy of thulium doped into germano- and alumino-silicate optical fibres and preforms". *Journal of Luminescence*, vol. 50, n° 5, pages 297–308, 1991.
- [83] P. PETERKA, B. FAURE, W. BLANC, M. KARÁSEK, et B. DUSSARDIER. "Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica amplifiers". *Optical and Quantum Electronics*, vol. 36, pages 201–212, 2004.
- [84] W.H. PRESS, B.P. FLANNERY, S.A. TEUKOLSKY, et W.T. VETTERLING. *Numerical Recipes in C Example Book : The Art of Scientific Computing (The Art of Scientific Computing)*. Cambridge University Press, 1992. ISBN 0521431085.
- [85] J.N. CARTER, R.G. SMART, A.C. TROPPER, D.C. HANNA, S.F. CARTER, et D. SZEBESTA. "Theoretical and experimental investigation of

a resonantly pumped thulium doped fluorozirconate fiber amplifier at around 810 nm”. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, pages 1548–1543, 1991.

- [86] S. GUY, A.M. JURDYC, B. JACQUIER, et W.M. MEFFRE. “Excited states Tm spectroscopy in ZBLAN glass for S-band amplifier”. *Optics Communications*, vol. 250, pages 344–354, Feb 2005.
- [87] X. ZOU et T. IZUMITANI. “Fluorescence mechanisms and dynamics of  $Tm^{3+}$  singly doped and  $Yb^{3+}$ ,  $Tm^{3+}$  doubly doped glasses”. *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 162, n° 1-2, pages 58–67, 1993.
- [88] N. SPECTOR, R. REISFELD, et L. BOEHM. “Eigenstates and radiative transition probabilities for  $Tm^{3+}$  ( $4f^{12}$ ) in phosphate and tellurite glasses”. *Chemical Physics Letters*, vol. 49, n° 1, pages 49–53, 1977.
- [89] W. BLANC, P. PETERKA, B. FAURE, B. DUSSARDIER, G. MONNOM, I. KAŠÍK, J. KAŇKA, et D. SIMPSON. “Characterization of thulium-doped silica-based optical fibre for S-band amplifier”. Dans *Photonics, Prague*. 2005.



## Résumé :

Cette thèse rapporte les premières études matériaux exploratoires menées en vue de réaliser un amplificateur optique fonctionnant dans la bande S des télécommunications (autour de  $1470\text{ nm}$ ) dans une fibre en silice dopée au thulium dans le but d'augmenter la bande passante utilisable par le procédé de multiplexage en longueur d'onde (WDM) des réseaux optiques en silice standard. Pour permettre d'amplifier un signal optique à l'aide des ions de thulium dans une fibre composée d'un verre à haute énergie de phonon comme la silice, nous avons adapté les processus de fabrication des préformes par MCVD de manière à modifier de moins de  $10\%$  *mol* la composition du cœur de silice de la fibre. Ainsi, l'apport d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  permet, en modifiant l'environnement des terres rares, de réduire les désexcitations non radiatives entre les niveaux  $^3\text{H}_4$  et  $^3\text{H}_5$  des ions de thulium. Le temps de vie du niveau  $^3\text{H}_4$  est ainsi multiplié par 3, de  $14\text{ }\mu\text{s}$  pour la silice pure à  $50\text{ }\mu\text{s}$  pour  $8,7\%$  *mol* d' $\text{Al}_2\text{O}_3$ . L'efficacité quantique passe alors de  $2\%$  à plus de  $8\%$ . Grâce à cette amélioration du matériau et à l'optimisation des paramètres optogéométriques de la fibre optique à l'aide d'un modèle numérique, nous avons pu mesurer l'amplification en bande S d'un signal lumineux sur un échantillon majoritairement composé de silice fabriqué au laboratoire. Ce gain, de plus de  $1\text{ dB}$  pour  $1400\text{ mW}$  de puissance de pompe optique, est un résultat important pour ce type de dispositif, validant l'approche de la modification de l'environnement du thulium dans la silice. De plus les simulations numériques prédisent un gain supérieur à  $20\text{ dB}$  pour  $1\text{ W}$  de puissance de pompe pour le matériau élaboré, avec un schéma de pompage plus efficace.

**Mots clés :** Transmission sur fibre optique, Multiplexage en longueur d'onde, MCVD, Amplification optique, Matériau : verre de silice, Thulium, Désexcitations non-radiatives, Phonon.

## Abstract :

We report in this thesis the first studies aimed at permitting the realization of a silica based fibre thulium doped optical amplifier working in the S band of the telecommunication window (near  $1470\text{ nm}$ ) in order to increase the usable bandwidth for wavelength division multiplexing of the standard silica fibre network. To be able to amplify an optical signal with thulium ions in a high phonon energy silica glass based fibre we have adapted the fabrication process of the preforms made by MCVD technique in order to change the glass composition of less than  $10\%$  *mol* %. Thus an addition of  $\text{Al}_2\text{O}_3$  allow to decrease the non radiative multiphononic decay between the  $3\text{H}_4$  and  $3\text{H}_5$  level, because of the rare earth environment modification. The lifetime of the  $3\text{H}_4$  level goes from  $14\text{ }\mu\text{s}$  in pur silica to  $50\text{ }\mu\text{s}$  with addition of only  $8.7\%$  *mol* % of  $\text{Al}_2\text{O}_3$  giving a rise of the quantum efficiency from  $2\%$  to  $8\%$ . With the material upgrade and optogeometrical parameters optimisation with numerical simulations we measured small S band signal amplification on one of our silica based sample. This result is an important measurement for silica. In addition a predicted  $20\text{ dB}$  gain with  $1\text{ W}$  of pump power is predicted by the numerical simulations for a more efficient pump scheme end the material we did.

**Key words :** Transmission on optical fibre, Wavelength Division Multiplexing, MCVD, Optical amplification, silica glass, Thulium, Non-radiative Déexcitations, Phonon.